

Über Herstellung und Aufbau aufgedampfter dünner AlAg- und AlMg-Schichten.

Von A. BOETTCHER, Kalscheuren.

Mit 19 Textabbildungen.

(Eingegangen am 18. November 1949.)

Seit der ersten praktischen Anwendung aufgedampfter dünner Metallfilme durch POHL und PRINGSHEIM [1] im Jahre 1912 galt deren weiterer Erforschung eine große Zahl von Arbeiten. Sie stieg noch an, als durch Fortschritte in der Vakuumtechnik technische Anwendungen in größerem Umfang möglich wurden, die eine genaue Kenntnis der Herstellungsbedingungen solcher Schichten sowie ihrer physikalischen Eigenschaften voraussetzten. Die entscheidenden Beiträge zur Klärung der zunächst an ihnen beobachteten zahlreichen Anomalien lieferte die Untersuchung ihrer Fein- und Grobstruktur mittels Elektroneninterferenzen und Übermikroskop. Sie gaben im Zusammenhang mit feinoptischen und elektrischen Widerstandsmessungen Aufschluß über den Einfluß der Herstellungsbedingungen auf den Aufbau der Schichten, insbesondere über den Einbau und die Anlagerung von im Vakuum vorhandenen Fremdstoffen wie Gasen, Fettdämpfen usw. und ihren Einfluß auf die an den Kondensaten beobachteten physikalischen Eigenschaften.

Nachdem in den letzten Jahren die Untersuchungen auf die meisten reinen Metalle ausgedehnt worden sind, darüber hinaus für besondere Anwendungsgebiete auch auf eine Reihe von Nichtleitern, erschien auf Grund der vorliegenden Ergebnisse eine Erweiterung auf metallische Mehrstoffsysteme sinnvoll. Einzelne Angaben über Untersuchungen an aufgedampften metallischen Mehrstoffsystemen liegen in der Literatur bereits vor. Besonders bemerkenswert ist unter ihnen eine erste Arbeit von O. EISENHUT und E. KAUPP [2], die Kupfer—Gold-Legierungen verdampften und durch Elektroneninterferenzen die Ausbildung einer Überstruktur im Kondensat nachwiesen. Sie zeigten, daß bei den hierzu verwandten dünnen Schichten der Diffusionsausgleich innerhalb der das Beugungsbild erzeugenden Kristallite sehr viel schneller eintritt als bei den für Röntgenuntersuchungen benutzten Proben. W. JOST [3] wies später auf Grund dieser Versuche darauf hin, daß aus Untersuchungen mittels Elektroneninterferenzen eine Bestimmung besonders kleiner Diffusionskoeffizienten möglich sein werde. H. W. EDWARDS [4] und EDWARDS und PETERSEN [5] dampften Aluminium und Magnesium zusammen auf und fanden eine Veränderung des optischen Reflexionsvermögens der so erzeugten Spiegel gegenüber dem des reinen Aluminiums. In einer Zusammenstellung von A. H. TAYLOR [6] über das Reflexionsvermögen verschiedener Metalle findet sich eine Angabe über eine aufgedampfte Aluminiumlegierung mit einem im Sichtbaren besonders hohen Reflexionswert ohne weiteren Hinweis auf ihre Zusammensetzung und Herstellung. GERMER und HAWORTH [7] stellten an einem aufgedampften CuAu-Film die Bildung einer

Überstruktur fest. Erste Ergebnisse der hier mitgeteilten Arbeit wurden in anderem Zusammenhang bereits früher veröffentlicht [8]. Eine systematische Untersuchung über Herstellung und Eigenschaften zusammengesetzter Kondensate liegt bis heute nicht vor.

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, an zwei charakteristischen binären Legierungssystemen, Aluminium—Silber und Aluminium—Magnesium, den

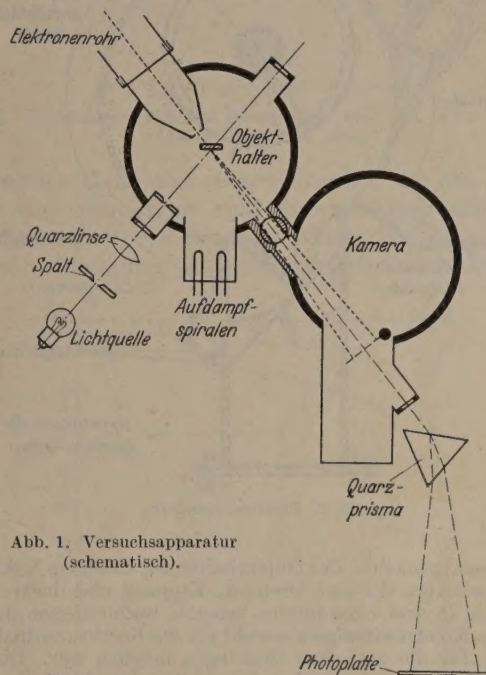


Abb. 1. Versuchsanordnung (schematisch).

Aufbau der Kondensate unmittelbar nach der Herstellung und die bei einer Temperaturbehandlung in ihnen ablaufenden Umwandlungen zu untersuchen. Über die Ergebnisse der gleichzeitig durchgeführten Messungen des optischen Reflexionsvermögens der Kondensate wird in einer späteren Mitteilung berichtet werden.

Untersuchungsmethoden und Apparatur.

Die im Hochvakuum durch thermische Verdampfung hergestellten Metallschichten wurden auf doppelte Weise untersucht:

1. Die Struktur der Schichten und ihre Oberflächenbeschaffenheit wurde durch Elektroneninterferenzen in Durchstrahlung und Reflexion bestimmt.
2. Ihr elektrischer Widerstand wurde nach der bei dünnen Schichten üblichen Methode gemessen.

Weiterhin wurde das optische Reflexionsvermögen in dem Spektralbereich zwischen 5000 und 2500 Å gemessen, wovon in einer späteren Mitteilung berichtet werden soll.

Sämtliche Messungen wurden im Vakuum unmittelbar nach dem Aufdampfen durchgeführt, um eine Fälschung der gesuchten Größen durch eine Veränderung der Schichten an Luft zu vermeiden. Abb. 1 gibt eine schematische Übersicht

über den Aufbau der Versuchsanordnung, in welcher der optische Teil der Meßanordnung aus Übersichtsgründen bereits enthalten ist. In der Mitte des Aufdampfraumes befindet sich der Objekthalter. An ihm ist einerseits der Kondensatsträger für die optischen und elektrischen Messungen, eine 5×20 mm Spiegelglasscheibe, befestigt, andererseits eine Blende mit der Trägerfolie für die Strukturuntersuchungen in Durchstrahlung. Als Trägerfolien wurden die früher beschriebenen [8] orientierten Aluminiumoxydhäutchen benutzt, die auf einer Platinblende mit einer Bohrung von 0,05 bis 0,1 mm Durchmesser aufgebracht wurden. Die in dem Elektronenrohr bei Durchstrahlung außerdem vorhandenen Blenden hatten einen Durchmesser von mindestens 1 mm, so daß bei den durch die Erwärmung der Kondensate hervorgerufenen kleinen Verschiebungen des Objekthalters und der an ihm befestigten Blende mit der Trägerfolie keine Nachjustierung des Elektronenstrahls notwendig war. Die Interferenzsaufnahmen in Reflexion wurden an dem für die optischen und elektrischen Widerstandsmessungen benutzten

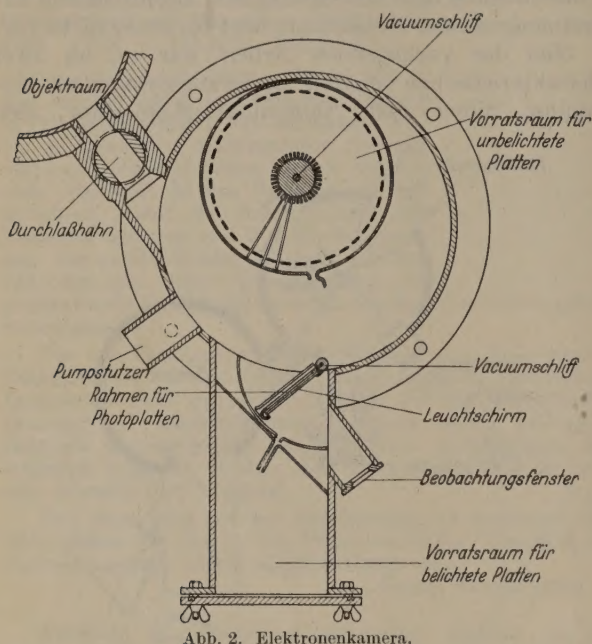


Abb. 2. Elektronenkamera.

Kondensat gemacht. Der Objekthalter ist an einem Vakuumschliff befestigt, der eine Drehung, Kippung und lineare Verschiebung in drei Koordinaten erlaubt, wodurch eine Justierung des Kondensatträgers sowohl für die Strukturaufnahmen als auch für die optischen Messungen möglich war. Die mit dem Aufdampfraum durch einen weiten Durchlaßhahn verbundene Kamera für Elektronenaufnahmen, die in Abb. 2 im einzelnen gezeigt ist, gestattete, ohne neues Einlegen von Platten 30 Aufnahmen nacheinander zu machen. Bei der Strukturbeobachtung der in einzelnen Fällen zahlreichen Umwandlungen der Kondensate war die dadurch gegebene Möglichkeit einer schnellen Aufnahmenfolge von Bedeutung. Um den Mechanismus der Kamera zu verstehen, denke man sich die Bildebene senkrecht stehend, so daß der in der Abb. 2 bezeichnete Vorratsraum für belichtete Platten unten ist. Das Bild des gebeugten Elektronenstrahls wird zunächst auf dem an der Rückseite des Rahmens für die Photoplaten (Format 6×6 cm) befindlichen Leuchtschirm beobachtet, für eine Aufnahme dann Rahmen und Leuchtschirm, die an einem Schliff drehbar sind, bis zu dem Anschlag an der Außenwand des Vorratsraumes für unbelichtete Platten nach oben gedreht. Nun wird der Schliff mit der Plattenhalterung, einem mit Fräsungen zum Einschieben der Platten versehenen Rundmessing und einem mit ihm starr verbundenen geschlitzten Messingrohr, das zur Führung der Platten dient, so weit gedreht, daß die nächste Platte über die Öffnung des äußeren Messingzylinders geführt wird, auf dessen Innenwand die nach unten stehenden Platten gleiten. Die Platte fällt in den Rahmen des Plattenhalters und wird bis zu einem Anschlag nach unten gedreht, so daß sie senkrecht zum einfallenden Primärstrahl liegt. Nach der Belichtung fällt die Platte bei weiterem Drehen des Rahmens nach unten durch eine Lichtschleuse in den Vorratsraum für belichtete Platten. Die

Kamera ist nach vorne durch eine mit Gummiring gedichtete Platte abgeschlossen, die ein Fenster zur Beobachtung des Leuchtschirms in Aufsicht enthält. Bei genauer Ausführung des Plattenhalters arbeitet die Kamera ohne Störungen.

Der Objekthalter ist heizbar und so ausgeführt, daß sich Kondensatträger und Blende mit Trägerfolie auf gleicher Temperatur befinden. Wie in einzelnen Fällen nachgeprüft wurde, konnte daher eine unmittelbare Zuordnung der an dem auf dem Spiegelglas niedergeschlagenen Kondensat gemessenen optischen und elektrischen Eigenschaften und den in Durchstrahlung beobachteten Strukturwandlungen der gleichzeitig auf der Trägerfolie aufgedampften Substanz erfolgen. Die Messung des elektrischen Widerstandes der Schicht erfolgte mit einer Brückenschaltung bei sehr kleinen Stromstärken. Als Kontaktgeber war auf dem Kondensatträger beiderseits in einer Ausdehnung von 5×5 mm eine dicke Silberschicht aufgedampft. Die Temperatur wurde mit einem Thermoelement gemessen, das an der einen Kontaktfläche angebracht war. Die Reinigung der Kondensatträger erfolgte nach einer chemischen Vorbehandlung durch eine kurze Erwärmung auf 400°C im Hochvakuum.

Die Verdampfung der untersuchten Metalle erfolgte in der üblichen Weise von V-förmigen Wolframdrähten. Die Herstellung der dazu verwandten Legierungen erfolgte durch die Vereinigten Aluminiumwerke Lautawerk. Zur Erzielung eines hohen Reinheitsgrades wurden sie aus reinsten Ausgangsmetallen unter besonderen Vorsichtsmaßnahmen erschmolzen.

Herstellung der Kondensate.

Für die Durchführung der Untersuchungen war es notwendig, die Herstellung von Kondensaten beliebiger quantitativer Zusammensetzung aus den jeweiligen Komponenten zu beherrschen. Zur Erreichung dieses Ziels sind zunächst verschiedene Möglichkeiten gegeben:

1. Gemessene Mengen der beiden Komponenten werden einzeln verdampft.
2. Die beiden Komponenten werden nacheinander verdampft, die jeweils niedergeschlagene Menge durch Wägung des Kondensatträgers im Vakuum bestimmt.
3. Eine Legierung bekannter Zusammensetzung wird quantitativ verdampft.

Der erste Weg hat den Vorzug, einfach und übersichtlich zu sein. Kondensiert eine der beiden Komponenten bei der gewählten Aufdampftemperatur zu einem geringeren Prozentsatz als die andere, läßt sich dies durch eine entsprechende Veränderung der Menge der Ausgangssubstanzen ausgleichen. Der entscheidende Nachteil jedoch ist, daß sich gewisse Metalle in reiner Form nur sehr schwer quantitativ verdampfen lassen. Als Beispiel sei Magnesium genannt, bei dem die sehr stabile Oxydhaut erst bei sehr hohem Dampfdruck des eingeschlossenen Metalls zerreißt, so daß gewöhnlich nur ein Teil des Metalls regulär verdampft, der Rest in Gestalt kleiner Tröpfchen weggeschleudert wird. Ein weiterer Nachteil der Methode ist es, daß bei sehr geringem Anteil einer Komponente deren absolute Menge so klein wird, daß eine quantitative Verdampfung Schwierigkeiten macht.

Der zweite Weg — getrennte Verdampfung der Komponenten und jeweilige Wägung des Kondensats — hat den Vorzug der Unmittelbarkeit der Messung bei relativ großer Meßgenauigkeit. Demgegenüber steht der Nachteil, daß zwischen dem Aufdampfen der beiden Komponenten notwendig eine kleine Pause entsteht, was zu ähnlichen, schwer übersehbaren Effekten führen kann wie das stufenweise Aufdampfen reiner Metalle.

Der dritte, in dieser Arbeit gewählte Weg hat bei sauberer Herstellung der Ausgangslegierungen keine wesentlichen experimentellen Schwierigkeiten, unter-

scheidet sich aber von den genannten anderen dadurch, daß die Komponenten im Kondensat nicht getrennt übereinander liegen, sondern, je nach dem Verhältnis ihrer Dampfdrucke, sich bereits mehr oder minder durchmischt niederschlagen. Natürlich ist auch im ersten Falle eine gleichzeitige Verdampfung beider Komponenten möglich; der Grad der Durchmischung in den einzelnen Schichten des Kondensats wird dann aber individuell verschieden sein, während er sich bei der dritten Methode bei den gleichen quantitativen Verhältnissen stets weitgehend reproduzieren wird.

Aufbau der Kondensate.

Für das Verständnis der bei den Strukturuntersuchungen beobachteten Umwandlungen und des elektrischen Widerstandsverhaltens der Kondensate bei der Erwärmung ist ein Überblick notwendig über die Verteilung der jeweiligen Partner im Kondensat vor der Temperaturbehandlung. Aus den zahlreichen Beobachtungen konnte eine Vorstellung gewonnen werden, in welcher Weise bei den Systemen AgAl und AlMg bei verschiedenen quantitativen Zusammensetzungen der Aufbau der Schichten erfolgt. Eine strenge theoretische Behandlung dieser Zusammenhänge war nicht möglich, da für sie die Kenntnis einer Reihe von Faktoren notwendig wäre, die nur aus besonderen, über den Rahmen dieser Arbeit hinausgehenden Untersuchungen gewonnen werden könnten. Durch vereinfachende Annahmen ergab sich jedoch ein theoretischer Ansatz, der die experimentellen Ergebnisse näherungsweise wiederzugeben gestattet und ihnen zu Gunsten der Einheitlichkeit der Darstellung vorangesetzt sei.

Entscheidend für den Aufbau der Kondensate ist die Reihenfolge, in der die beiden Metalle aus der Schmelze verdampfen. Einen Anhalt für sie gibt das Verhältnis der Partialdampfdrucke der beiden Komponenten über der Schmelze im Falle des statistischen Gleichgewichts zwischen Flüssigkeit und Dampf. Als erste Vereinfachung wird angenommen, daß die Zahl der im Atomstrahl vorhandenen Atome beider Metalle ihren Partialdrucken im Gleichgewichtsfalle proportional ist, als zweite die Gültigkeit des RAOULTschen Gesetzes über den gesamten Konzentrationsbereich, d. h., eine dem atomprozentischen Gehalt der Schmelze linear proportionale Veränderlichkeit der Partialdampfdrucke beider Metalle. Beide Voraussetzungen sind im allgemeinen Falle nicht quantitativ erfüllt — für die in dieser Arbeit behandelten Systeme liegen spezielle Untersuchungen nicht vor. Doch ist der Einfluß dieser Vernachlässigungen auf die Wiedergabe des Aufbaues der Kondensate beider Systeme gegenüber den charakteristischen Verschiedenheiten, die durch die um Größenordnungen verschiedenen Dampfdrucke der beiden Legierungspartner des Aluminiums bedingt sind, als gering anzunehmen. Auch die Veränderung des Aufbaus der Schichten durch die verschiedenen Kondensationseigenschaften der verdampften Metalle, die im folgenden noch näher ausgeführt wird, liegt innerhalb der Grenzen, die der Genauigkeit der theoretischen Ergebnisse auf Grund der nur als Näherungen gültigen Voraussetzungen gezogen sind.

Abb. 3 zeigt zunächst die unter den genannten Voraussetzungen errechnete Abhängigkeit der gewichtsmäßigen Zusammensetzung des aus der Schmelze

austretenden Atomstrahls von der quantitativen Zusammensetzung der Schmelze selbst für die beiden Systeme Aluminium—Silber und Aluminium—Magnesium bei einer Verdampfungstemperatur von 2000° C. Die Abszisse gibt die Menge des in der Schmelze enthaltenen Aluminium in Gew.-% an, die Ordinate die entsprechende Zahl der im Metaldampf enthaltenen Gew.-% Silber bzw. Magnesium. Bei der angegebenen Temperatur liegt der Dampfdruck des Silbers um einen Faktor 2,5 über dem des Aluminiums [9], der des Magnesiums um einen Faktor 10⁴.

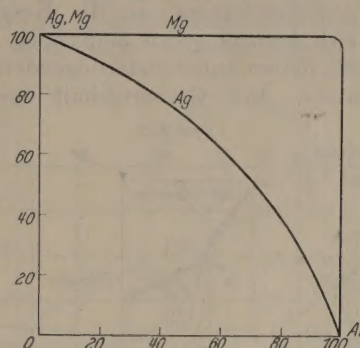


Abb. 3. Zusammensetzung des Atomstrahls über den Schmelzen der Systeme AgAl und AlMg.

Es werden dann aus einer Schmelze, die die gleiche Zahl von Aluminium- und Silberatomen enthält, in der Zeiteinheit 2,5mal mehr Silber- als Aluminiumatome verdampfen, aus einer Schmelze mit n Atom-%

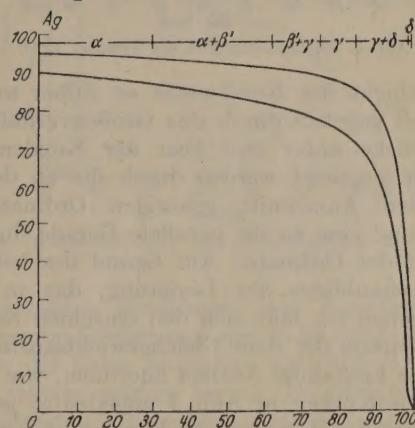


Abb. 4. Zusammensetzung von Schmelze und Kondensat beim Verdampfen einer AlAg-Legierung mit 10 Gew.-% Aluminium.

Aluminium werden auf ein verdampftes Aluminiumatom $2,5 \cdot \frac{100-n}{n}$ Silberatome entfallen, dementsprechend bei einer Aluminium—Magnesium-Legierung $10^4 \cdot \frac{100-n}{n}$ Magnesiumatome. Dieselbe Beziehung gilt selbstverständlich, wenn für Schmelze und Dampf Gew.-% gerechnet werden.

Um einen Überblick zu gewinnen, wie das Kondensat bei der quantitativen Verdampfung einer Legierung aufgebaut sein wird, ist es notwendig, die Veränderung der Zusammensetzung der Schmelze während des Aufdampfvorganges zu berücksichtigen. Dies ist rechnerisch näherungsweise möglich, indem eine Ausgangslegierung stufenweise abgebaut wird, wobei innerhalb der einzelnen Stufen mit einem konstanten Wert von n gerechnet, seine differentielle Änderung also vernachlässigt wird. Abb. 4 zeigt das Ergebnis der Rechnung für den Fall der Verdampfung

Gew.-% Aluminium bei einmaliger Erwärmung und Abkühlung. Die obere Kurve zeigt die Abhängigkeit des Widerstandes von der Temperatur, die untere gibt einen Überblick über den zeitlichen Ablauf seiner Veränderung. Auf der Ordinate sind in beiden Fällen die absoluten Widerstandswerte in Ω angegeben, auf der Abszisse die Temperatur in Grad Celsius bzw. die Zeit nach Beginn der Erwärmung in Minuten. Die obere Kurve mit Kreuzen gekennzeichnete Kurve zeigt den Verlauf der Widerstandsänderung bei der Erwärmung, die mit Kreisen markierte den bei der Abkühlung. Wie aus Abb. 4 hervorgeht, ist zu erwarten, daß vor der Erwärmung der wesentliche Teil des Kondensats in seiner Zusammensetzung der zum Teil ungesättigten α -Phase entspricht, nur etwa ein Drittel der aluminiumreicheren Phasen. Im Gleichgewichtszustand muß die Schicht zu etwa 30% aus β' , der Rest aus gesättigten α -Kristalliten bestehen. Aus der Widerstandskurve ist der Ablauf der Umwandlungen einzeln zu ersehen. Der sehr steile Anstieg bei etwa 150° C zeigt die schnelle Ausbreitung der β' -Phase an, die zu einer starken Widerstandserhöhung führt, da ihre Leitfähigkeit geringer ist als die aller anderen Phasen. Bei weiterer Erwärmung nimmt der Widerstand wieder ab, die β' -Phase wird zum Teil wieder in die α -Phase umgewandelt, bis diese gesättigt ist. Im Endzustand setzt sich das Kondensat aus einer auf dem Kondensatträger aufliegenden dickeren Schicht von gesättigten α -Kristalliten und einer die Oberfläche bildenden dünneren von β' -Kristalliten zusammen. Die untere Kurve zeigt den zeitlichen Ablauf der Umwandlung: Die Ausbreitung der β' -Phase geht, trotzdem sie bei niedrigerer Temperatur stattfindet, sehr viel schneller vor sich als ihr Abbau zu Gunsten der α -Phase. Der bei beiden Kurven auftretende Knick nach dem ersten steilen Anstieg kann noch nicht mit Sicherheit gedeutet werden. Eine eingehende Erörterung der Bedeutung der Diffusionsgeschwindigkeit in den einzelnen Phasen auf den Ablauf der Umwandlung erfolgt bei dem Überblick über die Beobachtungen bei anderen Zusammensetzungen.

Eine Bestätigung der gegebenen Deutung der Widerstandskurven bilden die an einem Kondensat gleicher Zusammensetzung aufgenommenen Strukturbilder.

Abb. 7 und 8 zeigen die in diesem Präparat während der Temperaturbehandlung beobachteten Umwandlungen. Dabei erfolgte bei der ersten Abbildung eine Indizierung der Aufnahmen, bei der zweiten nur eine Zuordnung der DEBYE-SCHERRER-Ringe zu den einzelnen Gittern. Die linke Aufnahme der Abb. 7 zeigt das Beugungsbild des Kondensats unmittelbar nach dem Aufdampfen auf die auf Zimmertemperatur befindliche Unterlage. Sämtliche nicht zur Eichunterlage gehörigen Reflexe sind unscharf, wobei die zur β -Phase gehörigen am deutlichsten hervortreten, wie es die oben beschriebene Überlegung erwarten ließ. Die Ausmessung der Aufnahme ergab, daß zunächst ein Mittel weniger als 1 Gew.-% Aluminium im Silbergitter gelöst ist. Der (111)- und (200)-Reflex der α -Phase verschwinden in einem breiten, verwaschenen Ring, während die intensivsten Reflexe der β' - und γ -Phase liegen, die noch sehr unscharf sind, was darauf schließen läßt, daß die Kristallite dieser Phasen noch sehr klein sind, außerdem bei der γ -Phase noch nicht homogenisiert, so daß dementsprechend auch ihre Gitterkon-

stanten noch verschieden sind. Die Schicht wurde nun auf 215° C erwärmt, die Temperatur, bei der der elektrische Widerstand sein Maximum erreicht hatte. Die rechte Aufnahme in Abb. 7 zeigt die dabei erfolgte Ausbreitung der β' -Phase, die jetzt ein vollständiges, scharfes Ringsystem ergibt. Ihr Gitter ist vom β -Mn-Typ, die Gitterkonstante wurde zu 6,95 AE gemessen, was mit dem bei Röntgenuntersuchungen[12] gefundenen Wert von 6,91 AE gut übereinstimmt. Daß die α -Phase nicht vollständig abgebaut wurde, zeigt der stärkere Untergrund im Bereich ihrer Hauptreflexe. Daß diese noch unschärfer geworden sind, weist auf eine noch stärkere Inhomogenisierung durch das

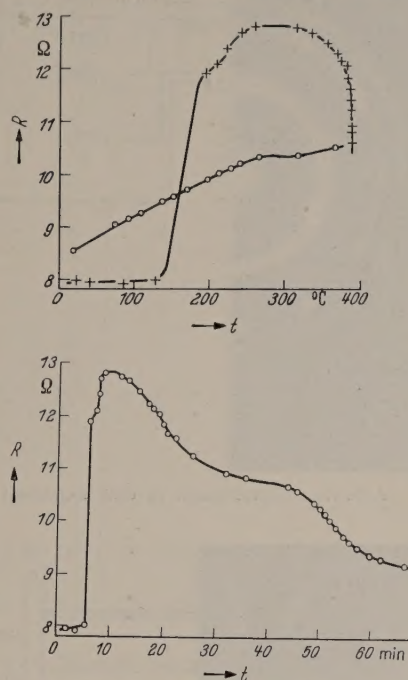


Abb. 6. Widerstandskurve einer AlAg-Legierung mit 6% Al.

diffusionsmäßige Eindringen des Aluminiums hin. Nach weiterer Erwärmung des Kondensats auf 295° C tritt, wie die linke Aufnahme der Abb. 8 zeigt, die α -Phase wieder stärker hervor, es erfolgte bei dem fortschreitenden Diffusionsausgleich der aus der Widerstandskurve gefolgerte Abbau der β' -Phase zugunsten des gesättigten α -Mischkristalls. Die rechte Aufnahme der Abb. 8 zeigt den nach Erwärmung bis 380° C und anschließender Abkühlung erreichten stabilen Zustand, in dem α - und β' -Phase im Gleichgewicht übereinander liegen. Den Abbau der unmittelbar nach dem Aufdampfen an der Kondensatoberfläche zu vermutenden, aus δ - und γ -Kristalliten bestehenden Schichten zeigen Strukturaufnahmen in Reflexion (Abb. 9). Das oberste der Bilder zeigt den strukturellen Aufbau der Oberfläche unmittelbar nach dem Aufdampfen — es treten die Reflexe des kub. flz. δ -Gitters neben denen des hex. γ -Gitters auf. Beim Erwärmen verschwindet die δ -Phase, die Oberfläche zeigt (mittleres Bild) reine γ -Struktur. Die unterste Aufnahme erfolgte nach einer weiteren Erhöhung der Temperatur des Kondensats auf 200° C — es sind nur noch die Reflexe der reinen β' -Phase vorhanden, die auch bei weiterer Erwärmung unverändert bleiben, da die teilweise Rückbildung der α -Phase nur an der Unterseite des Kondensats eintritt.

Abb. 10 zeigt die Veränderung im Widerstandsverhalten der Schicht bei um etwa 1 Gew.-% erhöhtem Aluminiumgehalt. Es wurde die gleiche Gewichtsmenge verdampft wie im zuvor beschriebenen Fall, der Widerstand des Kondensats liegt jedoch sofort

gewichtet stark zur β' -Phase verschoben ist. Der hier insbesondere bei der unteren der beiden Kurven deutlich erkennbare Wiederanstieg des Widerstandes bei der Abkühlung ist bedingt durch die Verschiebung der Löslichkeitsgrenze des Silbergitters für Aluminium

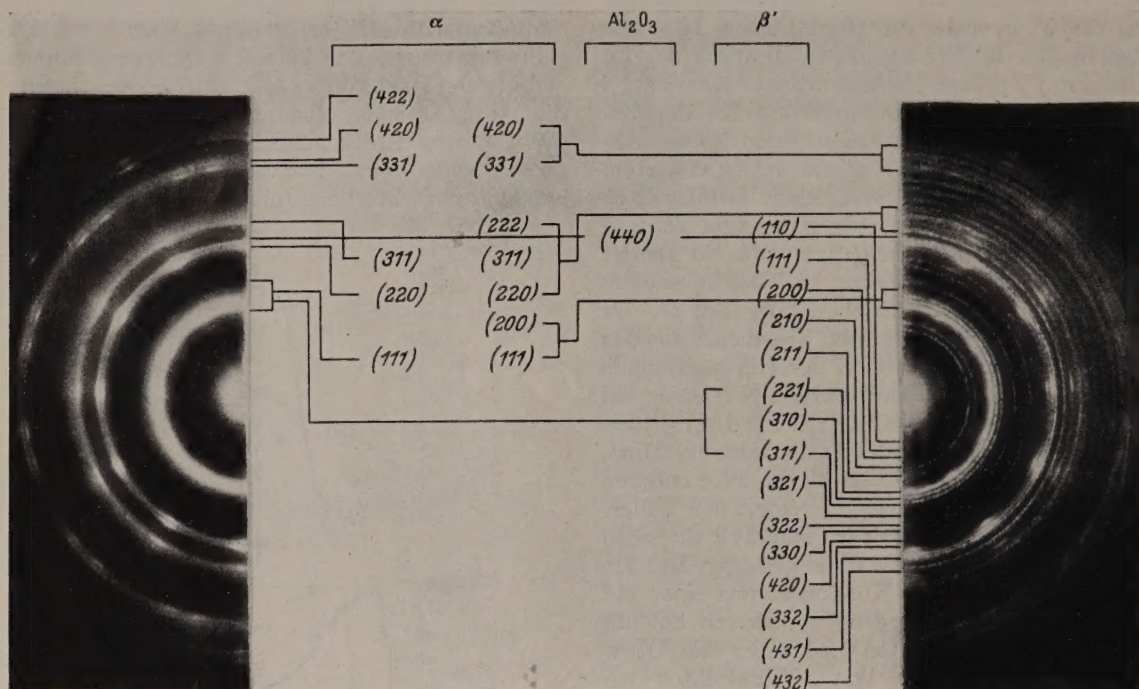


Abb. 7. Strukturwandel in dem Kondensat einer AlAg-Legierung mit 6 Gew.-% Al bei Erwärmung bis 215° C.

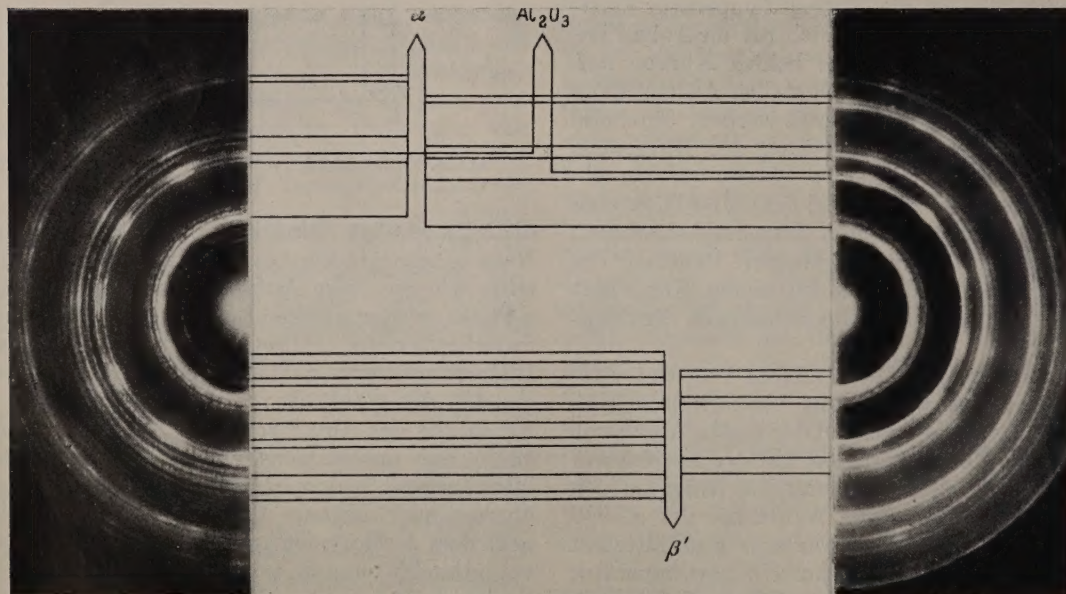


Abb. 8. Weitere Umwandlung des zu Abb. 7 gehörigen Kondensats bei Erwärmung bis 380° C.

höher, da die Mischkristalle der α -Phase im Mittel höhere Aluminiumgehalte und damit geringere Leitfähigkeit besitzen, außerdem der prozentuale Anteil der schlecht leitenden β' - und γ -Phasen gestiegen ist. Die entsprechende Verbreiterung des besser leitenden δ -Saumes tritt gegenüber diesen Einflüssen zurück. Im gleichen Temperaturintervall erfolgt wiederum der mit der Ausbreitung der β' -Phase verbundene starke Widerstandsanstieg, — die Rückbildung der α -Phase tritt nur in geringerem Umfang auf, da das Gleich-

gewicht zu kleineren Werten mit sinkender Temperatur, wodurch der Anteil der schlecht leitenden β' -Phase am Kondensat wieder wächst.

Eine völlige Veränderung des Widerstandsverhaltens tritt beim Übergang zu wesentlich höheren Aluminiumgehalten auf. Abb. 11 zeigt das an einem Kondensat mit etwa 19 Gew.-% Aluminium gemessene Bild. Der mit Punkten gekennzeichnete obere Ast der Kurve gibt die Veränderung des Widerstandes bei der ersten Erwärmung wieder, der mit Kreisen

markierte die bei der Abkühlung. Schon bei sehr niedrigen Temperaturen tritt eine starke irreversible Widerstandsabnahme auf, die bei 200° C beendet ist. Wie aus Abb. 4 zu entnehmen ist, wird der silberreichste Teil des Kondensats vor der Erwärmung in seiner Zusammensetzung einem Gemisch von β' - und γ -Kristalliten entsprechen, über dem ein γ - und δ -Bereich liegen. Im Gleichgewichtszustand muß sich die Schicht aus γ -Kristalliten mit sehr geringen δ -Beimengungen zusammensetzen. Der Widerstandsabfall wird daher zurückgeführt auf den Abbau der anfänglich vorhandenen β' -Kristallite zugunsten der γ -Phase.

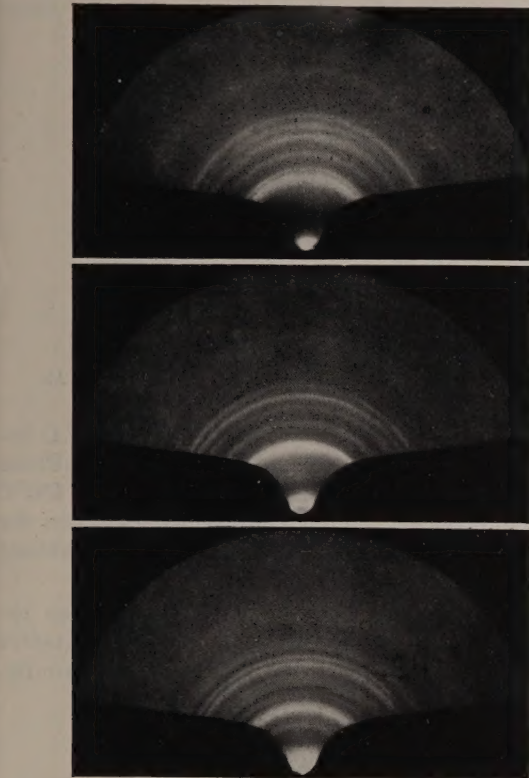


Abb. 9. Strukturwandel der Oberfläche eines Kondensats bei Erwärmung. 6 Gew.-% Al.

Bei steigendem Aluminiumgehalt wird die Abnahme des Widerstandes wieder geringer, da der Anteil der β' -Phase am Kondensat abnimmt. Er verschwindet jedoch auch dann nicht, wenn die β' -Phase im Kondensat überhaupt nicht mehr zu erwarten ist, da dann ein teilweiser Abbau der γ -Phase zur δ -Phase erfolgt, deren Löslichkeitsgrenze sich bei höheren Temperaturen sehr schnell in den silberreicheren Teil des Diagramms verschiebt. Diese Umwandlung muß ebenfalls zu einer Abnahme des Widerstandes führen. Abb. 12 zeigt das entsprechende Bild für ein Kondensat mit nur 16 Gew.-% Silber. Ein Teil der beobachteten irreversiblen Widerstandsabnahme ist sicherlich der an Kondensaten reiner Metalle beobachteten, bei Erwärmung eintretenden Ausheilung von Störstellen im Gitter zuzuschreiben, bei den hier benutzten Schichtdicken ist dieser Effekt jedoch sehr klein und wird daher von dem Einfluß der Phasenumwandlungen überdeckt. Auch hier weist die Krümmung der Abkühlungskurve auf die Verschiebung der Löslichkeitsgrenze der δ -Phase mit der Temperatur hin — bei der schnellen Abkühlung ist die Einstellung des normalen Gleichgewichtszustandes nicht möglich, wie

aus der geringen Krümmung der Kurve zu erkennen ist. Eine Bestätigung dieser Vorstellungen gaben

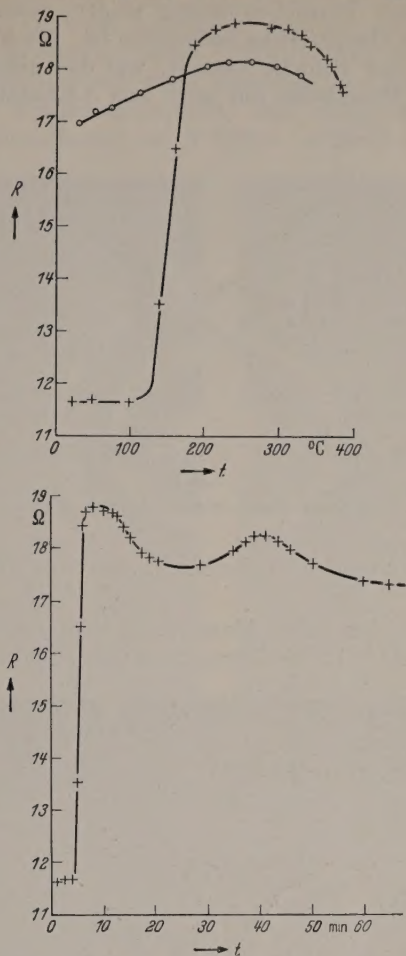


Abb. 10. Widerstandskurve einer AlAg-Legierung mit 7% Al.

wiederum Strukturaufnahmen an der Schicht in Reflexion, wie sie Abb. 13 zeigt. Im oberen Bild sieht

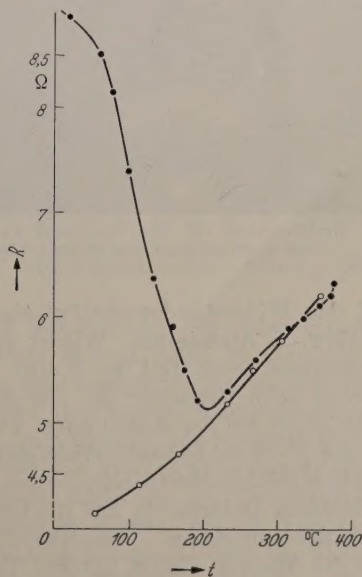


Abb. 11. Widerstandskurve einer AlAg-Legierung mit 19% Al.

man, wie an der Oberfläche eines Kondensats mit 26 Gew.-% Ag nach dem Aufdampfen wiederum γ - und δ -Kristallite nebeneinander liegen — die γ -Reflexe

treten stark hervor, da die γ -Kristallite, wie auch bei anderen hexagonalen Gittern beobachtet wurde, zu stärkerer Türmchenbildung neigen, womit stets eine starke Orientierung verbunden ist. Nach der Erwärmung der Schicht besteht, wie das untere Bild zeigt, die Oberfläche nur noch aus δ -Kristallen, wie

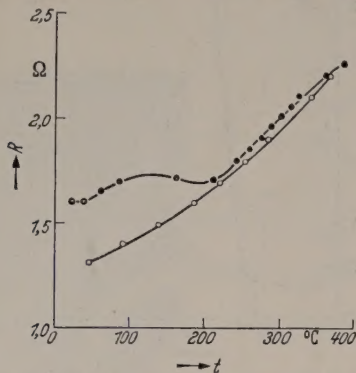


Abb. 12. Widerstandskurve einer AlAg-Legierung mit 84% Al.

es auf Grund des Widerstandsverhaltens zu erwarten war.

Bei abnehmendem Aluminiumgehalt geht das Bild in das in Abb. 10 wiedergegebene über. Abb. 14 zeigt

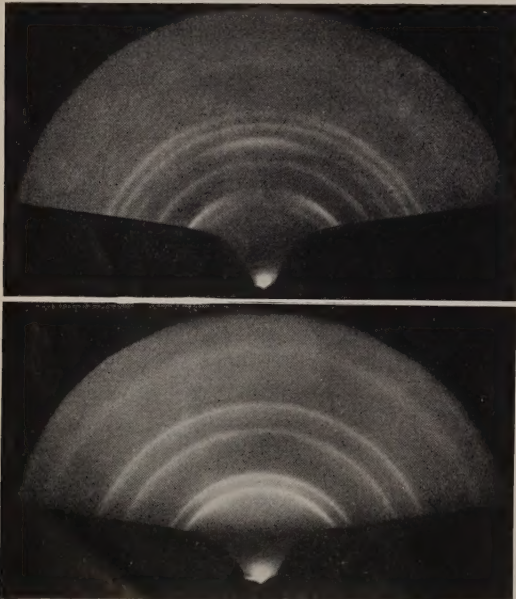


Abb. 13. Strukturwandel der Oberfläche eines Kondensats bei Erwärmung 26 Gew.-% Ag.

als Beispiel das Widerstandsverhalten einer Schicht mit etwa 9 Gew.-% Aluminium. Wieder gibt der mit Punkten gekennzeichnete Teil der Kurve die Widerstandsänderung beim Erwärmen an, der mit Kreisen markierte diejenige bei der Abkühlung. Die für Auf- und Abbau der β' -Phase typische Widerstandszu- und -abnahme folgen zeitlich aufeinander, wobei die absolut sehr viel kleineren Änderungen auf die Überlagerung beider Vorgänge hinweisen. Geschwindigkeit und Reihenfolge des Ablaufs, die im unteren Teil der Abbildung besonders deutlich hervortreten, sind weitgehend bestimmt durch die Diffusionsgeschwindigkeit der beiden Komponenten in den im Kondensat übereinanderliegenden verschiedenen Phasen des Systems. Daß diese in den einzelnen Phasen sehr verschieden

ist, geht aus den beschriebenen Messungen unmittelbar hervor. Für die Geschwindigkeit des Diffusionsausgleichs im α -Mischkristall geben die Widerstandsmessungen an einem Kondensat mit etwa 4 Gew.-% Aluminium einen Hinweis (Abb. 15). Die Ausbreitung der beiden intermetallischen Phasen sowie ihr Abbau

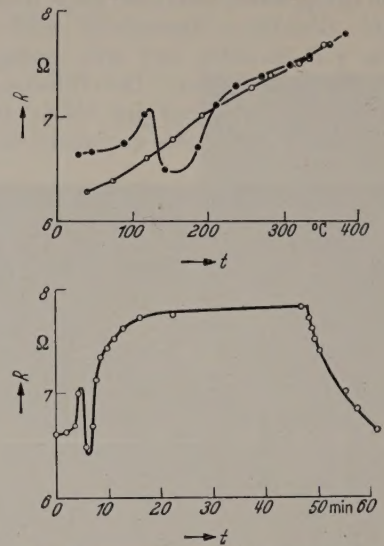


Abb. 14. Widerstandskurve einer AlAg-Legierung mit 9% Al.

und derjenige der δ -Phase sind bei etwa 250° C beendet, der Diffusionsausgleich innerhalb der α -Phase dagegen ist nach kurzzeitigem Erwärmen auf 400° C noch nicht erreicht, wie der Unterschied zwischen der Widerstandswerten bei Erwärmung und Abkühlung zeigt.

Aus dem zeitlichen Ablauf der verschiedenen beobachteten Umwandlungen sind einige qualitative Aussagen möglich über die Diffusionsgeschwindig-

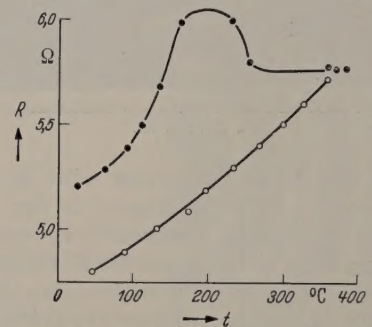


Abb. 15. Widerstandskurve einer AlAg-Legierung mit 4% Al.

keiten der beiden Komponenten in den verschiedenen Phasen des Systems. Die sehr schnelle Ausbreitung der β' - und γ -Phase, wie sie sowohl bei den Widerstandsmessungen als auch bei den Strukturuntersuchungen beobachtet wurde, ist nur durch einen sehr hohen Wert des Diffusionskoeffizienten mindestens einer Komponente in diesen Phasen zu erklären. Er muß größenordnungsmäßig über dem für Aluminium im Silbergitter liegen. Besonders bemerkenswert scheint diese Tatsache für den Fall der β' -Phase zu sein, da diese nach den in der Literatur vorliegenden Angaben nur ein äußerst eng begrenztes Homogenitätsgebiet besitzt und dementsprechend nur eine geringe Diffusionsgeschwindigkeit beider Komponenten in ihr zu erwarten wäre. Es scheint in diesem Zusammenhang

von Bedeutung, daß bei Strukturaufnahmen an bei höherer Temperatur aufgedampften Schichten bei der β' -Phase eine Veränderung der relativen Intensität einiger Reflexe auftrat, ohne daß in Durchstrahlung oder Reflexion Orientierungserscheinungen zu beobachten waren. Es erscheint daher möglich, daß bei höheren Temperaturen die β' -Phase einen wahrscheinlich instabilen breiteren Homogenitätsbereich besitzt, der die in ihr gefundene hohe Diffusionsgeschwindigkeit plausibel machen würde. Ungeklärt blieb vorläufig die Frage, warum die Ausbreitung der β' -Phase erst bei einer Temperatur zwischen 100 und 150° C plötzlich sehr schnell einsetzt, wie es durch eine normale Vergrößerung der Diffusionskonstanten mit der

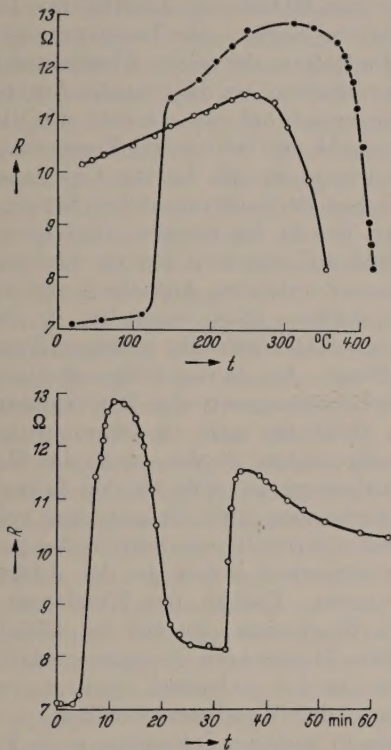


Abb. 16. Widerstandskurve einer AlAg-Legierung mit 6,5% Al.

Temperatur allein in solchem Umfang schwer verständlich erscheint. Die Annahme einer die aluminiumreichen Teile des Kondensats diffusionsmäßig abschließenden Oxydschicht ist nicht möglich, da die Ausbreitung der γ -Phase bereits bei wesentlich tieferen Temperaturen einsetzt. Dagegen würde auch diese Beobachtung durch eine starke Verbreiterung des Homogenitätsbereichs in diesem Temperaturintervall und die damit verbundene erhöhte Diffusionsmöglichkeit verständlich. Es wird die Aufgabe weiterer Untersuchungen an verschiedenen Systemen sein, die Diffusionsvorgänge in den intermetallischen Phasen im einzelnen zu klären.

Auch der Zerfall der β' -Phase bei einer Temperatur über 400° C läßt sich bei den Widerstandsmessungen sehr deutlich erkennen. Abb. 16 zeigt die Widerstandskurve einer Schicht mit etwa 6,5 Gew.-% Aluminium bei Erwärmung bis zu der kritischen Temperatur. Die Umwandlung macht sich durch eine starke Widerstandsabnahme bemerkbar, die, wie die untere Kurve zeigt, sehr rasch erfolgt. Bei Abkühlung des Kondensats steigt der Widerstand wieder schnell an, wobei er jedoch infolge der weiteren Sättigung und

der damit verbundenen Ausbreitung der α -Phase nicht mehr den alten Wert erreicht.

Entsprechend zeigt Abb. 17 Durchstrahlungsaufnahmen an zwei Schichten gleicher quantitativer Zusammensetzung (etwa 8 Gew.-% Al), wobei (Bild links) die eine auf einer Unterlage von Zimmertemperatur kondensiert wurde, und entsprechend ihrer Zusammensetzung im β' -Gitter kristallisierte. Die

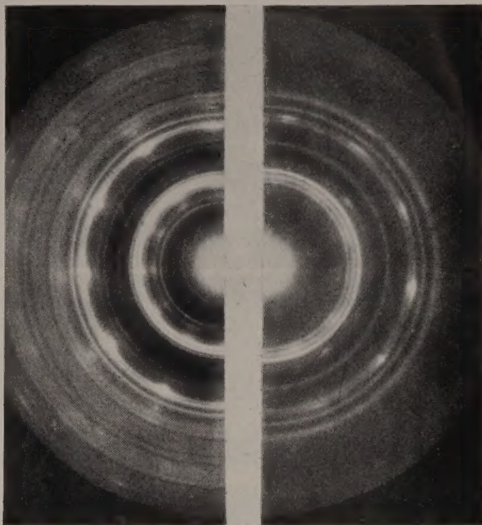


Abb. 17. Strukturaufnahmen an zwei AlAg-Legierungen mit 8% Al bei 20° C und 400° C aufgedampft.

andere Schicht (Bild rechts) wurde auf eine auf 400° C erwärmte Unterlage niedergeschlagen und zeigt die bei dieser Temperatur stabile γ -Struktur.

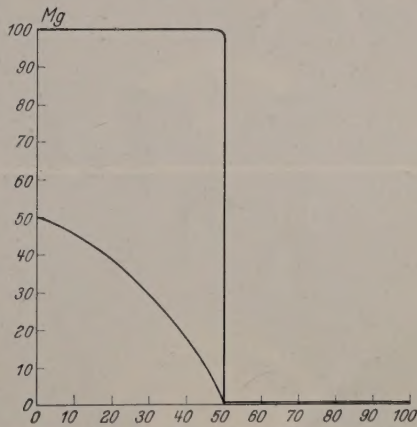


Abb. 18. Zusammensetzung von Schmelze und Kondensat beim Verdampfen einer AlMg-Legierung mit 50 Gew.-% Al.

Bei der Betrachtung der entsprechenden Untersuchungen am System AlMg ist zunächst der andere Aufbau der Kondensate infolge der sehr verschiedenen Dampfdrucke der beiden Komponenten zu berücksichtigen. Abb. 18 zeigt das Ergebnis in gleicher Weise wie für das System AgAl durchgeführten Rechnung über die Änderung der Zusammensetzung von Schmelze und Kondensat bei der Verdampfung einer 50 Gew.-% Aluminium enthaltenden AlMg-Legierung. Es läßt erwarten, daß beide Metalle im Kondensat bis auf einen sehr schmalen Saum an ihrer Berührungsfläche praktisch getrennt übereinander liegen. In der Tat zeigen Durchstrahlungsaufnahmen solcher Aufdampfschichten unmittelbar nach der Kondensation

nur die scharfen Ringsysteme beider Komponenten nebeneinander, vor der Temperung der Schichten konnte keine Legierungsphase festgestellt werden. Entsprechend zeigen Strukturaufnahmen in Reflexion nur die Reflexe des reinen Aluminiumgitters. Aus den Beobachtungen des elektrischen Widerstandsverhaltens von AlMg-Kondensaten verschiedener quantitativer

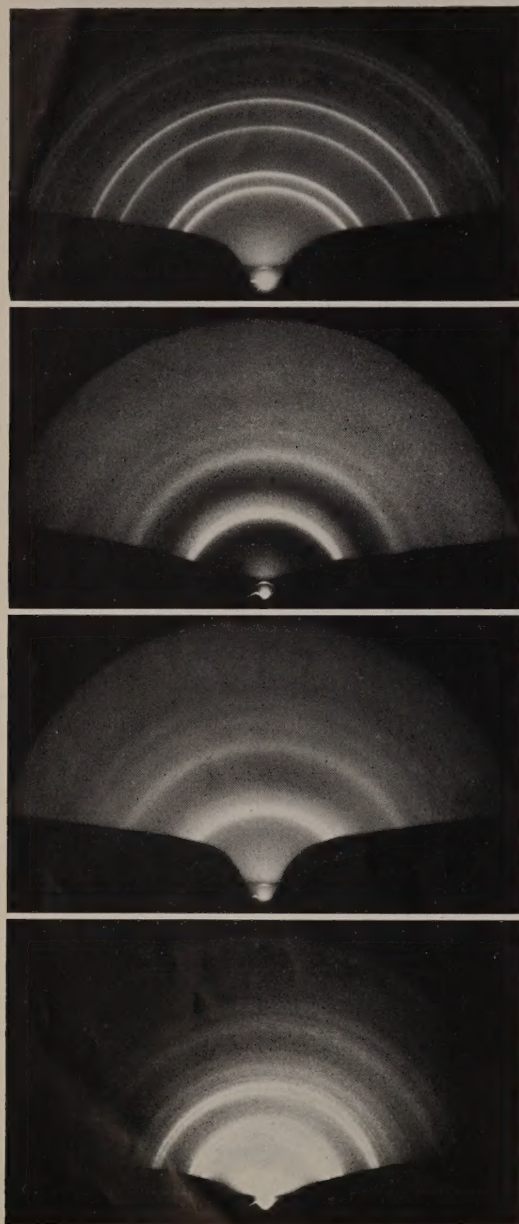


Abb. 19. Strukturwandel der Oberfläche eines AlMg-Kondensats bei Erwärmung. 50 Gew.-% Al.

Zusammensetzung und den an ihnen durchgeführten Strukturuntersuchungen läßt sich zusammenfassend sagen:

Bei dem Diffusionsausgleich innerhalb der Schichten entstehen die α -, β -, δ - und ϵ -Phase, die von KAWAKAMI [13] gefundene γ -Phase konnte nicht beobachtet werden. Die im α -Mn-Typ kristallisierende δ -Phase zeichnet sich durch sehr große Ausbreitungsgeschwindigkeit aus, woraus auf eine hohe Diffusionsgeschwindigkeit einer der beiden Komponenten in ihr geschlossen werden muß. Die hexagonale β -Phase bildet sich bei den in diesem System bei der Tempe-

rung erreichten Temperaturen (maximal 300°C) nur sehr langsam aus, die entsprechende Diffusionsgeschwindigkeit in ihr muß größenordnungsmäßig geringer sein als in der δ -Phase. Wie aus den zahlreichen Strukturaufnahmen besonders deutlich wurde, bildet sich bei der Erwärmung der Kondensate zunächst eine breite δ -Zone, die dann, je nach der quantitativen Zusammensetzung des Kondensates, bestehen bleibt, oder langsam zugunsten der β -Phase wieder abgebaut wird. Bei der Ausbreitung dieser δ -Zone befindet sich zwischen ihr und der α -Phase stets ein sehr dünner Saum von β -Kristalliten, der nur mittels Strukturaufnahmen in Reflexion nachgewiesen werden konnte. Abb. 19 zeigt eine Folge solcher Aufnahmen an einem Kondensat mit 50 Gew.-% Aluminium. Das oberste Bild wurde vor Beginn der Temperung gemacht, es zeigt nur die Reflexe des reinen Aluminiumgitters. Sie bleiben unverändert, bis die schnelle Ausbreitung der δ -Phase eingesetzt hat, die, ähnlich wie die β' -Phase im System AgAl, erst bei höherer Temperatur beginnt. Bei 230°C trat so schnell, daß der Übergang in keiner der mehrfachen Beobachtungsreihen festgehalten werden konnte, das in der zweiten Aufnahme von oben gezeigte Bild auf, das sich binnen weniger als einer Minute bis zur untersten Aufnahme, die die Reflexe der reinen δ -Phase zeigt, wandelte. In keinem der beobachteten Fälle gab die gezeigte Zwischenstufe schärfere Ringe. Aus gewissen Einzelheiten unmittelbar an der Schattengrenze der Reflexionsaufnahmen, die in der Abbildung nicht zu erkennen sind, konnte jedoch nachgewiesen werden, daß die Reflexe der zweiten Aufnahme in Abb. 19 der hexagonalen β -Phase zuzuschreiben sind, die aus einer sehr dünnen Schicht kleiner Kristallite besteht, die bei genügendem Magnesiumüberschuß sofort in die δ -Phase umgewandelt werden. Enthält das Kondensat mehr als 50 Gew.-% Magnesium, so daß im Gleichgewichtszustand eine Mg-reichere Zusammensetzung der δ -Phase oder ein $\delta + \epsilon$ -Gemisch vorliegt, verläuft die Umwandlung der Kondensatoberfläche von der α - zur δ -Phase in wenigen Sekunden, so daß mit einer Plattenkamera, wie sie bei dieser Arbeit benutzt wurde, nur höchstens eine Aufnahme der Übergangsphase möglich war. Enthält das Kondensat weniger als 50 Gew.-% Magnesium, so daß im Gleichgewichtszustand ein Gemisch von β - und δ -Kristalliten vorliegt, breitet sich die δ -Zone zunächst so weit aus, wie es auf Grund des Magnesiumgehaltes des Kondensats möglich ist. Der Diffusionsausgleich mit den noch vorhandenen α -Kristalliten und die damit verbundene Verbreiterung der β -Zone erfolgt nur sehr langsam, woraus die wesentlich geringere Diffusionsgeschwindigkeit innerhalb der β -Phase gefolgert wurde.

Sehr aufschlußreich ist ein Vergleich der so erhaltenen qualitativen Abschätzungen der Diffusionsgeschwindigkeiten in den verschiedenen Phasen des Systems AlMg mit ähnlichen Untersuchungen, die von BUNGARDT [14] und BUNGARDT und BOLLENRATH [15] am massiven Material durchgeführt wurden. Sie preßten einen leicht konisch geformten Block Magnesium in einen Aluminiumzylinder mit genau passender Bohrung, schlossen ihn zur Erzielung eines guten Luftabschlusses mit einem Aluminiumstopfen ab, tempernten und untersuchten den gebildeten Diffusionsaumspektralanalytisch und röntgenographisch. Geätzte Schliffe der Proben zeigten im Querschnitt

unmittelbar die Grobstruktur des Diffusionssaumes. Um bei der Temperung in erträglichen Zeiträumen (5 bis 40 Tage) einen für ihre Untersuchungsmethoden genügend dicken Diffusionssaum (einige Zehntel mm) zu erhalten, mußte diese bei Temperaturen dicht unter dem Schmelzpunkt des niedrigst schmelzenden Eutektikums erfolgen, d. h. zwischen 400 und 435° C. Ihre Ergebnisse stimmen mit den in dieser Arbeit mitgeteilten insofern überein, als sie eine bevorzugte Bildung der β - und δ -Phase feststellten, die γ -Phase nicht auftrat. Dagegen war bei den von ihnen untersuchten Proben die β -Phase stets ausgedehnter als die δ -Phase, woraus BUNGARDT schloß, daß sie sich an der Berührungsfläche beider Metalle primär ausbildet und die größte Diffusionsgeschwindigkeit der verschiedenen Phasen des Systems aufweist. Der Gegensatz dieses Befundes zu dem dieser Arbeit kann bedingt sein, 1. durch eine sehr starke Veränderung der Diffusionsvorgänge bei den von BUNGARDT benutzten Temperaturen von über 400° C gegenüber den in dieser Arbeit angewandten von weniger als 300° C, 2. durch einen Einfluß der größeren Verunreinigungen des von ihm benutzten Materials, oder 3. durch eine Beeinflussung der bei seiner Versuchsanordnung beobachteten Diffusionsvorgänge durch die sowohl auf dem Magnesium als auch auf dem Aluminium vorhandenen Oxydschicht. Eine Entscheidung, welcher dieser Faktoren für die Verschiedenheit der Ergebnisse verantwortlich ist, kann auf Grund meiner Messungen nicht angegeben werden. Daß die beim massiven Material unvermeidlichen Oxydschichten eine wesentliche Rolle spielen, ist anzunehmen, zumal sie, im Gegensatz zu Aluminium, bei Magnesium nicht selbstschützend wirken. BUNGARDT [14] zeigt das Schliffbild einer Probe, wo zwischen den Metallen trotz der Temperung kein Diffusionsausgleich auftrat, von ihm selbst so gedeutet, daß hier eine Oxydhaut beide Metalle diffusionsmäßig voneinander abschloß. Die Vermutung liegt nahe, daß die in wechselnder Dicke längs der gesamten Berührungsfläche vorhandene Oxydschicht den quantitativen Ablauf überall beeinflusst, wobei die geringere Ausdehnung der δ -Zone durch eine auf dem Magnesium vorhandene dickere Oxydschicht, die in stärkerem Maße diffusionshemmend wirkt als die des Aluminiums, verstanden werden könnte. Aufschluß hierüber ist von Untersuchungen an künstlich oxydierten Aufdampfschichten zu erwarten.

Unmittelbares Ziel der beschriebenen Untersuchungen an den Systemen AgAl und AlMg war es gewesen, den Aufdampfvorgang bei der Verdampfung von Legierungen sowie die Umwandlungen im Kondensat so weit zu klären, daß bei beliebigen binären Systemen Kondensate mit Oberflächen einheitlicher Zusammensetzung und Struktur aller interessierenden Phasen hergestellt werden können. Die gewonnenen Ergebnisse zeigen, daß darüber hinaus aufgedampfte metal-

lische Mehrstoffsysteme für eine Reihe von Untersuchungen besondere Bedeutung erlangen können. Dank der sehr geringen benötigten Substanzmengen werden sie nützlich sein bei der Aufstellung der Zustandsschaubilder von Legierungen mit seltenen Metallen. Auf Grund des in den dünnen Schichten sehr viel schneller erreichten Gleichgewichtes wird mit ihrer Hilfe die Untersuchung von Systemen, deren Gleichgewichtszustand sich nur sehr langsam einstellt, insbesondere die Feststellung von Überstrukturen, wie es für das System CuAu in einzelnen Fällen bereits erfolgte, außerordentlich erleichtert werden. Über eine Methode für die in solchen Fällen wünschenswerte quantitative Analyse der Kondensate wird an anderer Stelle berichtet werden. Die beschriebenen Methoden werden weiterhin geeignet sein zur Untersuchung der Diffusionsvorgänge in Metallen im festen Zustande und der Kinetik der dabei auftretenden Umwandlungen. Hierbei wird bei den Strukturuntersuchungen die Verwendung einer Filmkamera an Stelle der Plattenkamera notwendig sein, um die zum Teil sehr schnellen Umwandlungsvorgänge völlig zu erfassen.

Zusammenfassung.

Der Aufbau der bei Verdampfung von AgAl- und AlMg-Legierungen im Hochvakuum entstehenden Kondensate sowie die Kinetik der bei Erwärmung in ihnen einsetzenden Umwandlungen wurde durch Strukturuntersuchungen mit Elektronenstrahlen und elektrische Widerstandsmessungen untersucht. Aus den beobachteten Veränderungen wurde auf die Diffusionsvorgänge innerhalb der Schichten geschlossen.

Die Arbeit wurde durchgeführt im Theoretisch-Physikalischen Institut der ehemaligen T.H. Danzig¹. Den Vereinigten Aluminiumwerken Iautawerk danke ich für ihre freundliche Unterstützung bei der Herstellung der benötigten Legierungen.

Literatur. [1] POHL, R., u. PRINGSHEIM: Verh. dtsch. physik. Ges. **15**, 506 (1912). — [2] EISENHUT, O., u. E. KAUPP: Z. Elektrochem. **37**, 466 (1931). — [3] JOST, W.: Die chemische Reaktion. Bd. II, Diffusion und chemische Reaktion in festen Stoffen, S. 105. 1937. — [4] EDWARDS, H. W.: Phys. Rev. **43**, 205 (1933). — [5] EDWARDS, H. W., and R. P. PETERSEN: J. opt. Soc. Amer. **27**, 87 (1937). — [6] TAYLOR, A. H.: J. opt. Soc. Amer. **24**, 192 (1934). — [7] GERMER, L. H., u. F. E. HAWORTH: Phys. Rev. **56**, 212 (1939). — [8] BOETTCHER, A.: Kolloid-Z. **100**, 228 (1942). — [9] LANDOLT-BÖRNSTEIN: Physikalisch-chemische Tabellen. — [10] BOETTCHER, A., u. G. HASS: Optik (im Druck). — [11] BRONIEWSKI, W.: Ann. Chim. Phys. **25**, 80 (1912). — [12] OBINATS, J., and M. HAGIYA: Sci. Rep. Tohoku Imp. Univ., Anniversary **1936**, 715. — [13] KAWAKAMI, M.: Kinzoku no Kenkyu **10**, 532 (1933). — [14] BUNGARDT, W.: Luftf.-Forsch. **14**, 208 (1937).

¹ Die Ergebnisse wurden auszugsweise referiert in der „Fiat Review of German Science“, Bd. 8 und 9, „Physik der festen Körper“.

Dr. A. BOETTCHER, in Firma Degussa,
(22c) Kalscheuren, Post Hermülheim b. Köln.

Analyse von Gasen durch Elektrostriktion.

Von HERMANN SENFTLEBEN und HEINZ GLADISCH, Marl, Kr. Recklinghausen.

Mit 3 Textabbildungen.

(Eingegangen am 20. Dezember 1949.)

Die früher beobachtete Tatsache, daß inhomogene elektrische Felder den Wärmeübergang in Gasen stark beeinflussen [1], ist kürzlich durch die Berechnung des Einflusses der Elektrostriktion auf die Konvektion und Wirbelbildung qualitativ und quantitativ gedeutet worden [2]. Auf Grund der auf diese Weise gewonnenen Einsicht in die Vorgänge läßt sich eine Methode gründen, um die Zusammensetzung von Gasgemischen bzw. den Reinheitsgrad von Gasen auf relativ einfachem Wege festzulegen

folgende Gleichung ([2] S. 295, Gl. (6)) abgeleitet:

$$Q_{\mathfrak{E}} = A \cdot \frac{C_p(T_r - T_0)^2 \left(\alpha + \frac{2\mu^2}{3kT} \right)}{T^3 \eta} p^2 \mathfrak{E}^2 + B \frac{C_p(T_r - T_0)^3 \left(\alpha + \frac{2\mu^2}{3kT} \right)^2}{T^5 \eta} p^3 \mathfrak{E}^4 + \text{höhere Potenzen.} \quad (1)$$

Hierbei sind A und B Konstanten, die im wesentlichen die geometrischen Größen der Apparatur enthalten. $Q_{\mathfrak{E}}$ ist die im Felde \mathfrak{E} zusätzlich abgeführte Wärmemenge, T_r bzw. T_0 sind die Temperaturen des erhitzten Körpers bzw. des Außenraums, $C_p = m \cdot c_p$ ist die Molwärme und k die BOLTZMANNsche Konstante.

Gl. (1) kann man auch schreiben:

$$Q_{\mathfrak{E}} = a p^2 \mathfrak{E}^2 + b p^3 \mathfrak{E}^4. \quad (1a)$$

Hierbei ist:

$$a = A \frac{C_p(T_r - T_0)^2 \left(\alpha + \frac{2\mu^2}{3kT} \right)}{T^3 \eta}, \quad (2a)$$

$$b = B \frac{C_p(T_r - T_0)^3 \left(\alpha + \frac{2\mu^2}{3kT} \right)^2}{T^5 \eta}. \quad (2b)$$

Maßgebend für die Größe des Effektes ist also im wesentlichen der Quotient:

$$C_p \left(\alpha + \frac{2\mu^2}{3kT} \right) \eta \quad (3)$$

Um zwei Gase durch Messung dieses Effektes unterscheiden zu können, genügt es also, wenn sie sich in einer der Konstanten so wesentlich unterscheiden, daß dieser Quotient (3) deutlich verschieden ist. Besonders stark wird der Unterschied hervortreten, wenn das eine Gas Dipolcharakter hat und das andere nicht.

Eine zur Durchführung des Verfahrens zum Zwecke der Untersuchung von Gasgemischen geeignete Apparatur zeigt die schematische Abb. 1. R_1 und R_2 sind zylindrische zur Aufnahme der zu untersuchenden Gase dienende Gefäße von etwa 20 mm Durchmesser¹. In ihnen befinden sich Metallrohre C , die mit einer Wechsel- oder Gleichspannungsquelle, deren Spannung das Voltmeter V anzeigt, verbunden werden können². Zentrisch ist in den Gefäßen ein Draht D (etwa 0,05 mm Durchmesser) ausgespannt, der ein Teil einer WHEATSTONESchen Brückenordnung ist, bei der der Meßstrom gleichzeitig als Heizstrom dient. Das Amperemeter Amp mißt den Heizstrom i , das Galvanometer G ist das Nullinstrument der Brücke. W_H ist ein Regulierwiderstand, B die Batterie; W_1 und W_2 bilden den anderen Zweig der Brückenordnung.

¹ Das Material muß entsprechend dem zu untersuchenden Gase gewählt werden. In vielen Fällen ist es zweckmäßig, Glas zu nehmen und als leitenden isoliert eingeführten Zylinder C die Wand des Glasrohrs innen mit einem Metallüberzug zu versehen. Unter Umständen ist es auch angebracht, das ganze Gefäß aus Metall herzustellen.

² Größenordnung derselben 500 bis 1500 V, je nach der Art des zu untersuchenden Gases.

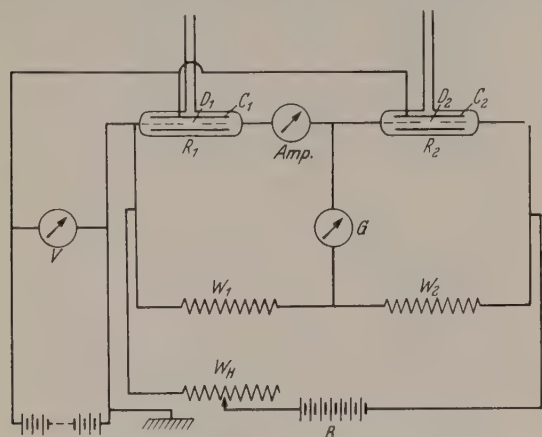


Abb. 1. Schema der Meßanordnung.

und unter Umständen zu registrieren. Dies ist auch häufig in solchen Fällen möglich, in denen andere Untersuchungsmethoden versagen.

Wirkt ein inhomogenes Feld auf ein Gas ein, so treten in demselben Druckdifferenzen auf, die zu Strömungen Veranlassung geben können, und diese Strömungen sind es, die den Wärmetransport wesentlich vergrößern. Eine solche Beeinflussung des Wärmeübergangs durch elektrische Felder läßt sich bei allen Gasen nachweisen, insbesondere bei solchen mit Dipolmolekülen, und kann unter Umständen so groß werden, daß die Wärmeabgabe eines erhitzten Körpers durch ein elektrisches Feld auf das Doppelte der ursprünglichen steigt. Da es sich bei diesem Effekt um eine Beeinflussung von Gas-Strömungen handelt, so ist er zunächst von allen den Konstanten abhängig, die für eine Strömung maßgebend sind [3]. Dies sind außer dem Druck p und der Temperatur T die für das Gas charakteristischen Größen: Molekulargewicht m , spezifische Wärme c_p , innere Reibung η . Der Einfluß des elektrischen Feldes \mathfrak{E} auf die Strömung bedingt weiterhin eine Abhängigkeit des Wärmetransports von der Polarisierbarkeit α und dem Dipolmoment μ des Gas-moleküls. Denn es gilt für die Druckzunahme im elektrischen Feld [4] die Beziehung:

$$(\Delta p_{\mathfrak{E}})_{p,T} = \frac{p \mathfrak{E}^2}{2kT} \left(\alpha + \frac{\mu^2}{3kT} \right).$$

Im ganzen muß also die im elektrischen Feld durch Strömung abtransportierte Wärmemenge abhängen von den Größen: p , T , \mathfrak{E} , m , c_p , η , α , μ . Für diese Abhängigkeit wurde in der oben erwähnten Arbeit

Zur Messung wird das Gefäß R_1 mit dem zu untersuchenden Gasgemisch, das Gefäß R_2 mit einer der beiden Komponenten desselben oder mit einem bekannten konstant gehaltenen Gemisch gefüllt. Die Außentemperatur wird durch Eintauchen beider Gefäße in ein Flüssigkeitsbad konstant gehalten. Durch Regulierung von W_1 , W_2 und W_H wird die Stromstärke i so eingestellt, daß die Temperatur der Drähte D etwa 80° über der Außentemperatur liegt und daß gleichzeitig das Brückengalvanometer G keinen Ausschlag zeigt. Sodann wird die Spannung V angelegt. Das dadurch entstehende Feld bewirkt nun den oben beschriebenen Effekt, d. h. eine Kühlung der geheizten Drähte. Diese ist — der verschiedenen Gase wegen — in R_1 und R_2 verschieden stark und ruft infolgedessen verschieden große Widerstandsänderungen der geheizten Drähte und damit einen Ausschlag des Galvanometers G hervor. Dieser Ausschlag ist also eine Funktion der Zusammensetzung des Gasgemisches und kann — vorher empirisch geieicht — direkt zur Bestimmung und fortlaufenden Registrierung benutzt werden. Abb. 2 zeigt als Beispiel eine Eichkurve für das Gemisch Propan (C_3H_8)—Kohlendioxyd (CO_2), Gase, deren Molekulargewicht gleich und die darum z. B. durch Dichtemessungen nicht unterscheidbar sind. Die Genauigkeit der Messung hängt von den benutzten Instrumenten ab. Der Fehler läßt sich ohne weiteres auf 1 % und weniger herabdrücken.

Man kann auch in beide Gefäße dieselbe Gas-mischung füllen und nur an eines derselben die elek-trische Spannung legen. Auch dann ist der ent-stehende Galvanometerausschlag durch die Zusammen-setzung des Gasgemisches bestimmt und kann zu ihrer Messung dienen¹. — Welche von beiden Methoden zu benutzen ist, muß von Fall zu Fall entschieden werden.

Es soll hier noch erwähnt werden, daß auch in Fällen, in denen es nicht möglich oder zweckmäßig ist, die Apparatur empirisch durch verschiedene Gas-mischungen bekannter Zusammensetzung zu eichen², eine Eichung auf *rechnerischem* Wege erfolgen kann, Dazu brauchen nur die Konstanten der in der Mischung enthaltenen *reinen* Gase bekannt zu sein. Es hat sich nämlich gezeigt, daß man die Konstanten der Mischung mit ausreichender Genauigkeit aus denen der Kompo-nenten erhält, wenn man sie nach der einfachen Mischungsregel berechnet:

$$\bar{c}_p = \gamma_1 c_{p1} + \gamma_2 c_{p2}$$

und analog für die andern Konstanten. Hierbei sind γ_1 und γ_2 die Prozentgehalte der einzelnen Kompo-nenten³.

Setzt man die so gewonnenen Mittelwerte der ein-zelnen Konstanten in (1) ein, so läßt sich für jede beliebige Mischung der Wert von Q_E und damit die Eichkurve berechnen⁴. Daß das Verfahren brauchbar

¹ In dieser Weise werden von N. SCHWARZ [5] Gase mit Dipolcharakter in dipollosen Gasen nachgewiesen.
² Zum Beispiel bei seltenen oder teuren Gasen.
³ Ist eines der Gase sehr leicht, z. B. H_2 oder He, so ist bei Anwendung der einfachen Mischungsregel Vorsicht geboten, vor allem wegen der bei der inneren Reibung auftretenden starken Abweichungen.

⁴ A und B in Gl. (1) müssen für die benutzte Apparatur ein für allemal ermittelt werden. Dazu bestimmt man für ein Gas, dessen Konstanten gut bekannt sind, die Werte von Q_E für verschiedene Drucke und Feldstärken. Daraus lassen sich

ist, zeigt Abb. 3, in der für eine Mischung von Äthyl-chlorid (C_2H_5Cl) und Azetylen (C_2H_2) die *berechnete* Eichkurve ausgezogen ist, während die Messungen der betreffenden Mischungen die durch kleine Kreise bezeichneten Werte ergaben. Innerhalb der Fehler-grenzen⁵ ist Übereinstimmung vorhanden. Aus einer derartigen Eichkurve ist nun durch *eine* einfache Messung an dem zu untersuchenden Gasgemisch un-mittelbar dessen Zusammensetzung zu entnehmen.

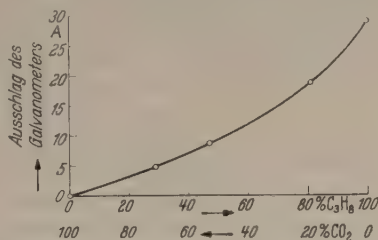


Abb. 2. Eichkurve für das Gemisch Propan-Kohlendioxyd.

Zusammenfassung.

Es wird ein Verfahren zur Bestimmung und Kontrolle der Zusammensetzung von Gasgemischen beschrieben, welches auf den Abkühlungswirkungen

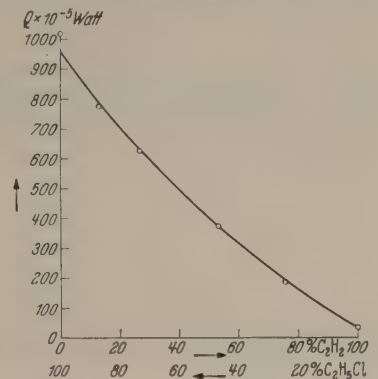


Abb. 3. Eichkurve. — berechnet; o o o gemessen.

der durch Elektrostriktion hervorgerufenen Strömung in Gasen beruht. Die dazu notwendige Apparatur ist relativ einfach und gestattet Einzelmessungen und fortlaufende Registrierung auch in solchen Fällen, bei denen andere physikalische Methoden versagen.

Vorstehende Untersuchung wurde in den Chemischen Werken Hüls (Marl, Kreis Recklinghausen) durchgeführt. Der Werksleitung, vor allem Herrn Direktor Dr. BAUMANN, danken wir für die großzügige Unterstützung.

Literatur. [1] SENFTLEBEN, H.: Z. Physik **74**, 757 (1932). — [2] SENFTLEBEN, H., u. H. GLADISCH: Z. Physik **126**, 289 (1949). — [3] Zum Beispiel NUSSELT, W.: Gesundh.-Ing. **38**, 477 (1915). — [4] SENFTLEBEN, H., u. W. BRAUN: Z. Physik **102**, 500 (1936). — [5] SCHWARZ, N.: Appl. Sci. Res. A **1**, 47 (1947).

zunächst a und b [vgl. Gl. (2)] und aus diesen die Werte A und B bestimmen. — Für diese — nur für den Fall, daß man die Eichkurve *berechnen* will, notwendige — Messung ersetzt man das Gefäß R_2 zweckmäßig durch einen festen Widerstand, der so bemessen wird, daß die Drahttemperatur in R_1 etwa 80° über der Außentemperatur liegt, wenn das Galvanometer G stromlos, d. h. die Brücke abgeglichen ist. Die Berechnung von Q_E aus den Galvanometerausschlägen erfolgt nach einfachen Formeln, welche z. B. H. SENFTLEBEN und W. BRAUN, Z. Physik **102**, 482 (1936) angegeben haben.

⁵ Bei Beurteilung derselben ist zu berücksichtigen, daß die Werte der Konstanten c_p , η , α und μ in den meisten Fällen nicht sehr genau bekannt sind.

Prof. Dr. HERMANN SENFTLEBEN,
Chemische Werke Hüls, Marl, Kr. Recklinghausen.

Kristallmikrophon für Wasserschall.

Von WERNER GÜTTNER.

Mit 11 Textabbildungen.

(Eingegangen am 3. November 1949.)

1. Einleitung.

Die Bestimmung des Schalldruckes in Flüssigkeiten spielt bei vielen meßtechnischen Problemen eine wichtige Rolle. Am Beispiel eines Kristallmikrophons für Wasserschall, das für die Aufnahme eines im akustischen Hörbereiches liegenden Spektrums entwickelt wurde, soll gezeigt werden, wie sich das Übertragungsmaß in seiner Absolutgröße und in seinem Frequenzverlauf vorher berechnen läßt und wie man zweckmäßig die Eichung des Mikrophons ausführt.

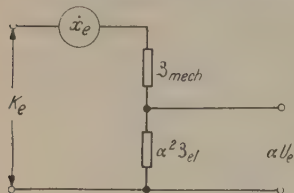


Abb. 1. Elektrisches Ersatzbild eines Kristallempfängers.

2. Das Ersatzschaltbild des piezoelektrischen Empfängers.

Die Wirkungsweise eines piezoelektrischen Empfängers wird aus seiner mechanischen Differentialgleichung hergeleitet, in der seine mechanische Energieaufnahme und seine elektrische Rückwirkung berücksichtigt ist. Unter Benutzung der gleichen Bezeichnungen von [1] wird

$$K_e \ddot{x}_e = \mathfrak{Z}_{mech} \dot{x}_e + \alpha U_e \quad (1)$$

oder

$$\frac{K_e}{\dot{x}_e} = \mathfrak{Z}_{tot mech} = \mathfrak{Z}_{mech} + \alpha \frac{U_e}{\dot{x}_e} \quad (2)$$

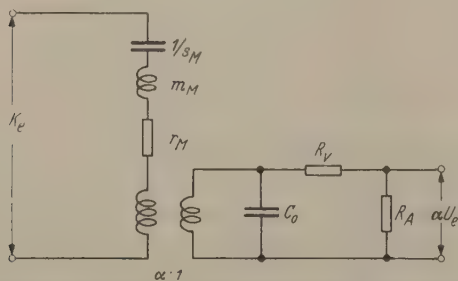


Abb. 2. Elektrisches Ersatzbild eines Kristallempfängers mit Verlustanteilen.

Wegen des Empfängergrundgesetzes gilt bei piezoelektrischen Wandlern

$$J_e = \alpha \dot{x}_e = \frac{U_e}{\mathfrak{Z}_{el}} \quad (3)$$

Und nach Einsetzen von (3) in (2) wird

$$\mathfrak{Z}_{tot mech} = \mathfrak{Z}_{mech} + \alpha^2 \mathfrak{Z}_{el} \quad (4)$$

Der mechanische Gesamtscheinwiderstand erscheint also von der erregenden Kraft aus gesehen als Reihenschaltung des mechanischen und des mit α^2 übersetzten elektrischen Scheinwiderstandes. In Abb. 1 ist diese Schaltung wiedergegeben.

Die Einführung eines idealen Übertragers mit dem Übertragungsverhältnis α trennt das mechanische und elektrische System. Die am Kristall auftretenden möglichen Verluste sind bereits in [1] behandelt und sind noch einmal für den hier behandelten Empfänger in Abb. 2 dargestellt.

Während für den Isolationswiderstand R_A die gleichen Überlegungen wie für den Kristallsender gelten [1], sind die Verhältnisse für den Hysteresewiderstand R_v hier andere. Da nämlich bei einem Empfänger das Übertragungsmaß gesucht wird, das ist die an den Ausgangsklemmen des Kristalls auftretende Leerlaufspannung je erregender Schalldruckeinheit, so spielt hier der Widerstand R_v keine Rolle.

Auf diese Weise ist die Berechnung des Übertragungsmaßes relativ einfach. Es wird

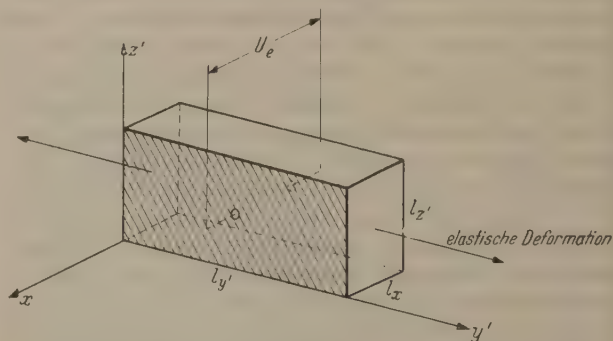
$$\frac{\alpha U_e}{K_e} = \frac{\alpha^2 \mathfrak{Z}_{el}}{\alpha^2 \mathfrak{Z}_{el} + \mathfrak{Z}_{mech}} \quad (5)$$

Bezeichnet man das Verhältnis der von der Mechanik des Kristalls aufgenommenen Energie zu der in der Kapazität des festgebremsten Kristalls vorhandenen als die elektromechanische Kopplungsgröße k^2 [2], wobei also

$$k^2 = \frac{\alpha^2 \mathfrak{Z}_{el}}{\mathfrak{Z}_{mech}} \quad (6)$$

ist, dann wird aus (5)

$$\frac{U_e}{K_e} = \frac{1}{\alpha} \frac{k^2}{1 + k^2} \quad (7)$$

Abb. 4. Kristallplatte im gedrehten X, Y', Z' -Koordinatensystem.

Die Größen α und k^2 lassen sich aus den Kristalldaten berechnen.

3. Die Berechnung des Übertragungsmaßes aus den Kristalldaten.

Für Seignettesalz lauten die hier interessierenden Grundgesetze mit den in der Kristallphysik üblichen Bezeichnungen, wenn man ein X, Y, Z -Koordinatensystem mit den 3 Kristallachsen a, b, c identifiziert

$$Y_z = e_{14} E_x, \quad (8) \quad P_x = e_{14} y_z. \quad (9)$$

Hier ist Y_z die elastische Druckkomponente [Großdyn/m²], E_x die Feldstärke [V/m], P_x die Polarisierung [As/m²], y_z die Komponente der relativen elastischen Verformung [m/m], e_{14} die piezoelektrische Konstante [As/m²]†.

† In fast allen Arbeiten über Piezoelektrizität ist die piezoelektrische Konstante e in cgs-Einheiten angegeben. Umrechnung: $1 \text{ As/m}^2 = 3,34 \cdot 10^{-6} \text{ cgs-Einheiten}$.

Soll der Schereffekt des Seignettesalzes zum Bau eines Transversalschwingers ausgenutzt werden, schneidet man aus einem Rohkristall Platten senkrecht zu a und mit den Längskanten unter 45° zu b und c heraus (Abb. 3). Die Plattenlänge in Richtung der transversalen Schwingung sei $l_{y'}$, die Dicke l_x und die Breite $l_{z'}$. Legt man ein um die X -Achse gedrehtes Koordinatensystem zugrunde, bei dem die Y' -Achse mit $l_{y'}$ und die Z' -Achse mit $l_{z'}$ übereinstimmt (Abb. 4), so werden die Grundgesetze

$$Y_{y'} = e E_x = e \frac{U_x}{l_x}, \quad (10) \quad P_x = e y_{y'} = e \frac{\partial l_{y'}}{\partial t}. \quad (11)$$

Hierin ist, wenn man die Betrachtung auf Vorgänge unterhalb der Eigenfrequenz beschränkt (ein Breitbandempfänger arbeitet tatsächlich auch in diesem erwähnten Frequenzgebiet),

$$e = \frac{d_{14}}{2 s_{22}}, \quad (12)$$

worin s_{22} der inverse YOUNGSCHE Modul [$\text{m}^2/\text{Großdyn}$] \dagger in Richtung der Plattenlänge $l_{y'}$ und d_{14} der piezoelektrische Modul [$\text{As}/\text{Großdyn}$] $\dagger\dagger$ bedeuten.

Diese Größe d_{14} ist bei Seignettesalz stark temperaturabhängig. Ihr Verlauf ist [2] entnommen und in Abb. 5 wiedergegeben. Der inverse YOUNGSCHE Modul ergibt sich zu [3]

$$\left. \begin{aligned} s_{22} &= s_{22} \cos^4 \Theta + \\ &+ (2s_{23} + s_{44}) \sin^2 \Theta \cos^2 \Theta + s_{33} \sin^4 \Theta, \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

wenn Θ den Drehwinkel des $Y'Z'$ -Systems gegen YZ bedeutet und da hier $\Theta = 45^\circ$ ist, wird

$$s_{22} = \frac{1}{4} (s_{22} + 2s_{23} + s_{44} + s_{33}). \quad (14)$$

Hierin ist für 30°C

$$s_{22} = 3,50 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{Großdyn},$$

$$s_{33} = 3,32 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{Großdyn},$$

$$(2s_{23} + s_{44}) = 5,93 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{Großdyn}$$

(s_{22} fällt stetig zwischen -10° und $+45^\circ \text{C}$ um etwa 9%).

Mit

$$Y_{y'} = \frac{K_{y'}}{l_x l_{z'}} \equiv \frac{K_s}{l_x l_{z'}} = e \frac{U_x}{l_x} \equiv e \frac{U_s}{l_x} \quad (15)$$

und

$$\dot{P}_x \equiv \frac{J_e}{l_{z'} l_{y'}} = \frac{e}{l_{y'}} \frac{\partial l_{y'}}{\partial t} \equiv \frac{e}{l_{y'}} \dot{x}_e \quad (16)$$

werden die beiden Grundgesetze

$$K_s = \frac{d_{14}}{2 s_{22}'} l_{z'} U_s, \quad (17) \quad J_e = \frac{d_{14}}{2 s_{22}'} \cdot l_{z'} \dot{x}_e. \quad (18)$$

Die in [1] benutzte Größe α hat also hier die Form

$$\alpha = \frac{d_{14}}{2 s_{22}'} l_{z'}. \quad (19)$$

Für unterhalb der Eigenfrequenz arbeitende Empfänger wird weiterhin die elektromechanische Kopplungs-

$\dagger 1 \text{ m}^2/\text{Großdyn} = 10^{-1} \text{ cm}^2/\text{dyn}.$

$\dagger\dagger d [\text{As}/\text{Großdyn}] = d \cdot 3,34 \cdot 10^{-5} [\text{cgs-E}/\text{dyn}].$

größe k^2 (6), wenn man

$$\beta_{el} = \frac{-j}{\omega C_0} = -\frac{j}{\omega} \frac{l_x}{\epsilon_x \epsilon_0 l_{y'} l_{z'}}, \quad (20)$$

worin C_0 die Kapazität des festgebremsten Kristalls mit der Dielektrizitätskonstante ϵ_x und

$$\beta_{mech} = -\frac{j}{\omega} \frac{l_x l_{z'}}{l_{y'} s_{22}'} \quad (21)$$

einsetzt,

$$k^2 = \frac{d_{14}^2}{4 s_{22}'^2 \epsilon_x \epsilon_0}. \quad (22)$$

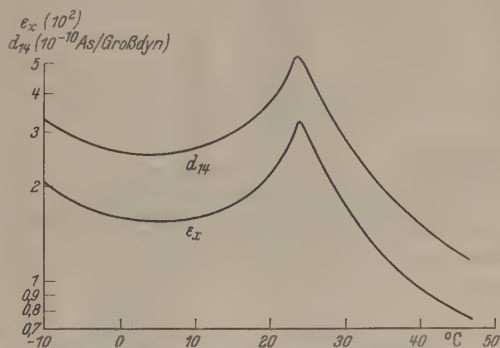


Abb. 5. Piezoelektrischer Modul d_{14} und geklemmte Dielektrizitätskonstante ϵ_x als Funktion der Temperatur.

Die Dielektrizitätskonstante ϵ_x ist ebenfalls temperaturabhängig und in Abb. 5 aufgezeichnet. Auch die Kopplungsgröße k^2 , die sich aus den Einzelgrößen berechnet, ist eine Funktion der Temperatur.

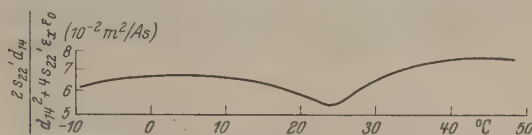


Abb. 6. Übertragungsmaß einer unter 45° zu b c geschnittenen, transversal erregten Seignettesalzkristallplatte als Funktion der Temperatur.

Setzt man die gefundenen Werte für α und k^2 in (7) ein, so kommt man schließlich zu

$$\frac{U_e}{p} = \frac{2 s_{22}' d_{14}}{d_{14}^2 + 4 s_{22}'^2 \epsilon_x \epsilon_0} l_x, \quad (23)$$

wenn man für

$$K_e = p \cdot l_x l_{z'} \quad (24)$$

einführt.

Die für den hier behandelten 45° X -Schnitt sich ergebende Kristallgröße

$$\frac{U_e}{p l_x} = \frac{2 s_{22}' d_{14}}{d_{14}^2 + 4 s_{22}'^2 \epsilon_x \epsilon_0} \quad (25)$$

ist in Abb. 6 über der Temperatur aufgetragen. Bemerkenswert ist die für Empfänger wichtige Tatsache, daß dieser Ausdruck im Gegensatz zu d_{14} , ϵ_x und k^2 sehr wenig von der Temperatur abhängig ist. Die maximale Schwankung ist nur etwa 17%.

4. Aufbau und Übertragungsmaß eines Wasserschallmikrophons.

In Abb. 7 ist die Konstruktion eines ausgeführten Wasserschallmikrophons wiedergegeben. Der Aufbau, der entwickelt wurde, um die Empfänger bei übereinstimmender Güte ohne Nach- und Prüfarbeit in Serienfertigung herstellen zu können, ist prinzipiell

folgender: Der den Druck anzeigende Kristall besteht aus 10 Seignettesalzplatten, die aus dem Rohkristall entsprechend Abb. 3 herausgeschnitten wurden, und die elektrisch parallel geschaltet sind. Die Druckrichtung liegt in gleicher Richtung wie die Schichtung. Dieses Kristallpaket ist zwischen zwei elastischen

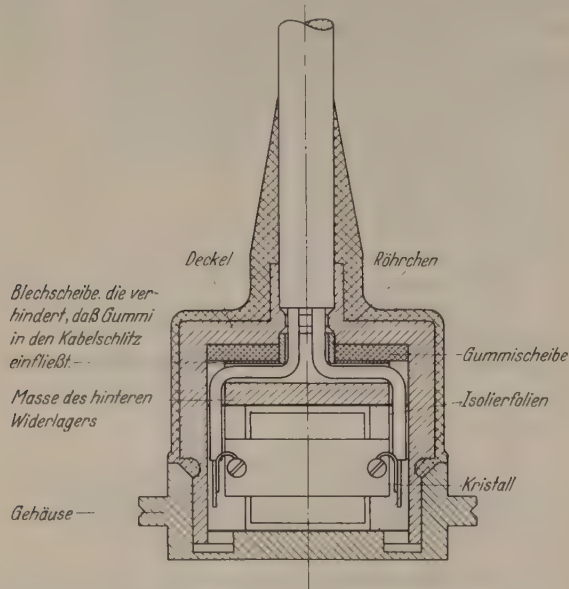


Abb. 7. Konstruktion eines Kristallempfängers.

Widerlagern angeordnet, nämlich der an das Wasser stoßenden Membran und dem stark gedämpften Rückpolster. Die Feder dieses Rücklagers — eine Gummi-

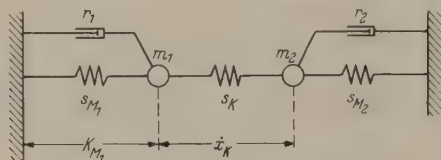


Abb. 8. Mechanisches Ersatzbild des Kristallempfängers der Abb. 7.

scheibe — greift über eine Metallplatte, die als Masse wirkt, an dem Kristall an. Der Schalldruck wirkt nur auf die Membran ein.

Das mechanische Ersatzbild (Abb. 8) enthält 2 Massen m_1 und m_2 , wobei jede sowohl die Masse eines Widerlagers als auch den einen Teil der wirksam schwingenden Masse des als Tonpilz aufgefaßten Kristalls vereinigt. Zwischen ihnen liegt die Kristallfeder mit ihrer Steife s_K . Die beiden Massen sind elastisch gegen das unendlich groß gedachte Gehäuse durch 2 Federn mit ihrer Steife s_{M_1} und s_{M_2} abgestützt. Die Reibungswiderstände r_1 und r_2 der beiden elastischen Widerlager liegen parallel zu den Federn. Der von der mechanischen Reibung des Kristalls herrührende Dämpfungsanteil ist nicht als Widerstand parallel zur Kristallfeder, sondern aufgeteilt in die beiden Größen r_1 und r_2 hineingelegt gedacht, um zur Auswertung eine etwas einfachere Rechenvorschrift zu erhalten. Das analoge elektrische Schaltbild, bei dem bekanntlich die elektrische Schaltungsart der mechanischen im Sinne FELDKELLERS [4] dual ist, — d. h. die Parallellage der mechanischen Glieder geht in eine Serienschaltung der analogen elektrischen Größen über — ist in Abb. 9 wiedergegeben. Die Einzelheiten können dieser Abbildung

entnommen werden. Berechnet man zunächst die Geschwindigkeitsamplitude des Kristalls \dot{x}_K , so erhält man

$$\dot{x}_K = \frac{K_{M_1}}{\beta_1 (1 + \beta_3/\beta_2) + \beta_3}, \quad (26)$$

wobei von den folgenden Abkürzungen Gebrauch gemacht worden ist (vgl. Abb. 9):

$$\left. \begin{aligned} \beta_1 &= r_1 + j \left(\omega m_1 - \frac{s_{M_1}}{\omega} \right), \\ \beta_2 &= r_2 + j \left(\omega m_2 - \frac{s_{M_2}}{\omega} \right), \quad \beta_3 = -j \frac{s_K}{\omega}. \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

Aus (26) läßt sich zunächst erkennen, daß ein solches gekoppeltes Schwingungsgebilde ein Amplitudenminimum und zwei Maxima hat. In [5] wurde der Frequenzgang des Übertragungsmaßes eines solchen Mikrophons untersucht. Abgesehen von dem Sonderfall, bei dem $\beta_1 = \beta_2 = \beta$ und damit

$$\dot{x}_K (\beta_1 = \beta_2) = \frac{K_{M_1}}{\beta + 2\beta_3} \quad (28)$$

wird, die Geschwindigkeitsamplitude also nur noch eine Resonanzstelle aufweist [6], kann man bei einer bestimmten Dämpfung des hinteren Widerlagers eine Kurve finden, bei der das Minimum und das erste Maximum verschwindet und gleichzeitig das zweite Maximum durch die Dämpfung herabgedrückt wird.

In Abb. 10 ist das Übertragungsmaß für ein Mikrophon berechnet, bei dem das hintere Widerlager die doppelte Steife wie das vordere hat, zudem stark gedämpft ist. Die Werte sind

$$s_{M_1} = 0,5 s_{M_2} = 0,1 s_K, \quad m_1 = m_2 = m, \\ d_{M_1} = 0,1, \quad d_{M_2} = 2.$$

Es ist x_K/K_M über ω/ω_K aufgetragen, worin

$$\omega_K^2 m = 2 s_K, \quad d_{1,2} = r \omega_{M_{1,2}} / s_{M_{1,2}}, \quad \omega_{M_{1,2}}^2 m = s_{M_{1,2}}.$$

Um die Empfindlichkeit des Empfängers, die man zweckmäßig unterhalb der Abstimmung im geradlinigen Teil des Übertragungsmaßes angibt, abschätzen zu können, hat man zunächst den durch die parallel liegenden Steifen der Widerlager auftretenden Verlust zu bestimmen.

Für tiefe Frequenzen, wenn also ω gegen Null geht, erhält man für

$$\beta_1 = -j \frac{s_{M_1}}{\omega}, \quad \beta_2 = -j \frac{s_{M_2}}{\omega} \quad (29)$$

und damit wird die Bewegungsamplitude des Kristalls

$$|x_K|_{(\omega \rightarrow 0)} = \left| \frac{K_{M_1}}{s_{M_1} s_K (1/s_{M_1} + 1/s_{M_2} + 1/s_K)} \right|. \quad (30)$$

Hierbei ist die an der Membran angreifende Kraft

$$K_{M_1} = p F_{St} = p \frac{F_{St}}{F_K} \cdot F_K, \quad (31)$$

worin F_{St} der schallaufnehmende Teil der Membranfläche und F_K die Kristallfläche ist.

Vergleicht man diese auftretende Amplitude x_K (30) mit der eines Kristalls allein, bei dem bekanntlich weit unterhalb der Abstimmung für

$$|x|_{(0 \rightarrow \infty)} = \left| \frac{K_K}{s_K} \right| = \left| \frac{p F_K}{s_K} \right| \quad (32)$$

gilt, so erhält man aus (30) und (32)

$$\left| \frac{x_K}{x} \right| = \left| \frac{F_{St}}{F_K} \frac{1}{s_{M_1}(1/s_{M_1} + 1/s_{M_1} + 1/s_K)} \right|. \quad (33)$$

Um diesen Faktor wird also die Amplitude des freischwingenden Kristalls verändert, und daher wird das Übertragungsmaß (23) mit (33) erweitert.

In Abb. 11 ist als Beispiel eine Frequenzkurve eines in Abb. 7 schematisch dargestellten Mikrophons angegeben. Die Absolutempfindlichkeit dieses Empfängers liegt bei 0,022 mV/μb für eine Frequenz von etwa 500 Hz.

Die hier interessierenden Steifen, die dynamisch gemessen wurden, waren

$$s_{M_1} = 4,0_0 \cdot 10^7 \text{ kg/s}^2, \quad s_{M_2} = 4,4_3 \cdot 10^8 \text{ kg/s}^2, \\ s_K = 2,0_0 \cdot 10^8 \text{ kg/s}^2.$$

Die wirksame Membranfläche hatte die Größe $F_{St} = 11,0 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$. Die Kristallfläche betrug $F_K = 4,0_0 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$ und die Dicke einer Kristallplatte war $l_x = 2 \cdot 10^{-3} \text{ m}$. Unter Benutzung der Kristalldaten und der Abmessungen des Empfängers ergibt sich aus (23) und (33)¹

$$\frac{U_e}{p} = 0,024_8 \text{ mV/}\mu\text{b}.$$

Unter Berücksichtigung der möglichen Fehler bei der Bestimmung der Einzelgrößen des Empfängers ist eine Übereinstimmung dieses Wertes mit dem gemessenen Übertragungsmaß von etwa ± 10 % zu erwarten. Das Ergebnis zeigt eine Abweichung beider Werte von 8 %.

5. Meßmethode zur Eichung des Wasserschallmikrophons.

Bei der Eichung des Wasserschallmikrophons wird vom HELMHOLTZschen Reziprozitätsgesetz Gebrauch gemacht. In elektrischen oder mechanischen Netzen kann man danach bekanntlich Ursache und Wirkung vertauschen, ohne das Ergebnis zu ändern. Vertauscht man also im mechanischen Bild der Abb. 8 und im elektrischen Analogon der Abb. 9 die anregende Kraft gegen die Geschwindigkeitsamplitude, so erhält man einen Kristallsender, bei dem die Geschwindigkeitsamplitude der Membran bei konstanter erregender Kraft am Kristall die gleiche ist, die am Empfängerkristall durch eine konstante auf die Membran wirkende Kraft entsteht. Der vom Sender im Medium erzeugte Schalldruck p ist

$$p \sim \dot{x}_{M_1} \cdot r_{St}, \quad (34)$$

worin r_{St} den Strahlungswiderstand bedeutet. Da hier der Radius des Senders klein zur Wellenlänge ist, wird

$$r_{St} \sim \omega^2 \quad (35)$$

und damit

$$p \sim \dot{x}_{M_1} \cdot \omega^2 \sim x_{M_1} \cdot \omega, \quad (36)$$

d. h. um einen konstanten Schalldruck im Medium zu erzeugen, hat man die am Sender wirksame Spannung mit ω abfallen zu lassen. Dann erhält man eine Frequenzkurve der Empfängerspannung, deren Wurzel dem Übertragungsmaß des Mikrophons proportional ist.

¹ Umrechnungsgröße: 1 Großdyn/m² = 10 μb.

Zur Messung stand ein Wassertank (Abmessungen etwa 3,5 × 4 × 4 m) zur Verfügung. Die Schallreflexion der Wände, Oberfläche und des Bodens war durch spitz zulaufende Oppanolstreifen weitgehend herabgesetzt. Zwei völlig gleiche Mikrophone, die vorher

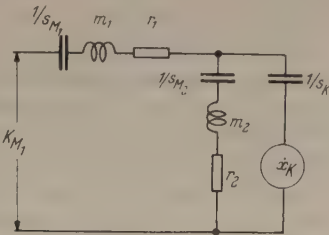


Abb. 9. Elektrisches Ersatzbild des Kristallempfängers der Abb. 7.

durch eine Relativmethode auf ihre Übereinstimmung geprüft waren, wurden in bestimmtem Abstand bei einer Tauchtiefe von etwa 1,5 m angeordnet. Das eine

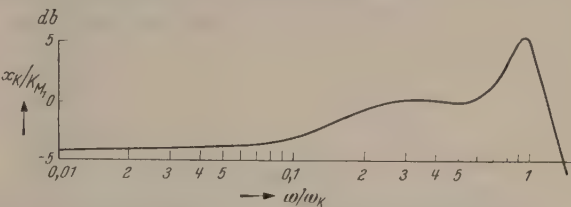


Abb. 10. Berechnetes Übertragungsmaß eines Mikrophons mit einem Kristall zwischen 2 Widerlagern.

diente als Sender. Ein Einfluß des Sender-Empfängerabstandes auf den Verlauf des Übertragungsmaßes war

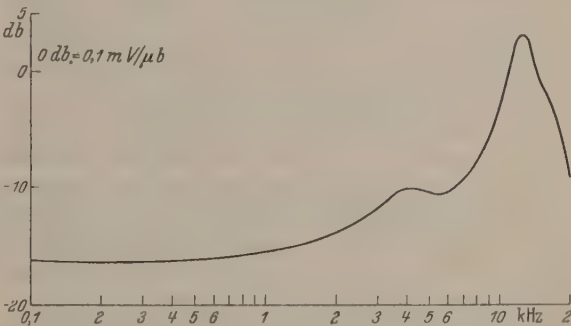


Abb. 11. Übertragungsmaß in Abhängigkeit von der Frequenz bei einem Wasserschallempfänger (Wassertemperatur 10° C).

nicht feststellbar, allerdings erwies sich die Aufnahme am meisten reproduzierbar und störungsfrei bei Abständen unter 925 m.

Zur Festlegung der absoluten Empfindlichkeit wurde das Wasserschallmikrophon in einem schallgedämpften Raum mit einem geeichten Luftschallkondensatormikrophon im Bereich von etwa 0,2 bis 1 kHz verglichen. Die Wasserrelativkurve und Luftkurve werden in diesem Frequenzbereich zur Deckung gebracht. Hier stimmt der Verlauf der beiden Übertragungsmaße als Funktion der Frequenz überein.

Zusammenfassung.

Das elektrische Ersatzbild eines Kristallmikrophons ergibt sich zwangsläufig aus der Anwendung der Wandlergrundgesetze auf die mechanische Differentialgleichung dieses Wandlers. Die Verluste sind —

da bei Empfängern die an ihren Klemmen auftretende EMK gesucht wird — praktisch zu vernachlässigen. Deshalb ergibt sich eine sehr einfache Beziehung für das Übertragungsmaß. Es läßt sich aus den Kristalldaten berechnen. Für einen Seignettesalz 45° X-Schnitt ergibt sich dafür

$$\frac{2s'_{22}d_{14}}{d_{14}^2 + 4s'_{22}\epsilon_x\epsilon_0}$$

Obleich die Größen d_{14} und ϵ_x stark temperaturabhängig sind, wird das Übertragungsmaß praktisch kaum durch die Temperatur geändert. Für ein ausgeführtes Wasserschallmikrophon wird das elektrische Ersatzbild angegeben und der Frequenzgang vorausbestimmt. Das gemessene Übertragungsmaß stimmt mit dem aus den Kristalldaten errechneten gut überein. Das Mikrophon wird in einen schallgedämpften Wassertank nach dem Reziprozitätstheorem geeicht. Die

Absoluthöhe wird durch Vergleich mit einem Luftschallmikrophon festgelegt.

Die Berechnung des Übertragungsmaßes eines Kristallschalldruckmessers entstand im elektromedizinischen Laboratorium der Siemens-Reiniger-Werke aus Überlegungen, die mit der Bestimmung der im Gewebe oder Phantom auftretenden Energieverhältnisse bei der Ultraschalltherapie und der -diagnostik zusammenhängen. Das als Beispiel behandelte Kristallmikrophon wurde vor einigen Jahren im Laboratorium der Electroacoustic in Kiel entwickelt.

Literatur. [1] GÜTTNER, W.: Z. angew. Phys. 2, 33 (1950). — [2] MASON, W. P.: Phys. Rev. 55, 775 (1939). — [3] CADY, W. G.: Piezoelectricity, S. 577. New York: Mc Graw Hill 1946. — [4] FELDTKELLER, R.: Duale Schaltungen der Nachrichtentechnik. Berlin 1948. — [5] GÜTTNER, W.: Akust. Z. (im Erscheinen). — [6] FAHRENTHOLZ, S., J. KLUGE u. H. G. LINCKH: Phys. Z. 38, 73 (1937).

Dr. WERNER GÜTTNER, Siemens-Reiniger-Werke,
(13a) Erlangen, Luitpoldstr. 45—47.

Beiträge zur Theorie und Praxis des Feldstärkedifferenzmessers für magnetische Felder nach Förster.

Von MAX WURM, Crailsheim.

Mit 6 Textabbildungen.

(Eingegangen am 7. Dezember 1949.)

1. Einleitung.

Die Änderung der Stärke eines Magnetfeldes, etwa des Erdfeldes, in Abhängigkeit vom Ort und von der Zeit stetig messend zu registrieren, wenn die Unterschiede von der Größenordnung 1 mOe sind oder in Bruchteilen von Sekunden auftreten, war immer eine meßtechnisch schwierige Aufgabe. Eine befriedigende Lösung wurde schließlich dadurch erreicht, daß man das zu messende Feld als Vormagnetisierung des Eisenkerns einer wechselstromdurchflossenen Spule wirksam werden läßt, deren Induktionsspannung unter gewissen Bedingungen zur Messung dienen kann. Während man zunächst nur ringförmige Eisenkerne benutzte¹, hat FÖRSTER 1941 unter Ausnützung von hochpermeablem Eisenmaterial den Ringkern durch zwei getrennte Stabkerne ersetzt. Dadurch konnte er seinen Geräten nicht nur eine größere technische Eleganz und vielseitigere Verwendung sichern, er konnte nun sogar mit zwei, beliebig weit voneinander entfernten Spulen die zwischen ihren Standorten herrschende Feldstärkedifferenz unmittelbar messen. Es wurden Geräte zur Messung von Feldstärken und Feldstärkedifferenzen gebaut, die erlaubten bis unter 1 mOe Absolut- bzw. Differenzwert zu messen.

Grundlegende Fragen der Theorie dieser Geräte wurden hauptsächlich von FELDTKELLER und Mitarbeitern behandelt². In der vorliegenden Arbeit

¹ ROTTSIEFER [A. t. M., V 3216—1, Aug. 1933] hat nach diesem Prinzip Gleichströme dadurch gemessen, daß er ein von ihnen erzeugtes Magnetfeld mißt. Er verwendet ringförmige Kerne. — H. ASCHENBRENNER u. G. GOUBAU [Hochfrequenztechn. 47, 177 (1936)] messen auf dieselbe Weise rasche Erdfeldstörungen. Obwohl sie mit einem Ringkern arbeiten, erläutern sie das Prinzip an Stabkernen. FÖRSTER ist durch magnetische Materialuntersuchungen auf dieses Prinzip gekommen. Es existieren jedoch von ihm keine Veröffentlichungen.

² FELDTKELLER hat unter Zugrundelegung einer schematischen Magnetisierungscharakteristik das Spektrum der Induktionsspannung berechnet und wichtige Fragen der Sonden-dimensionierung geklärt. Er legt die FÖRSTERsche Schaltung zugrunde. Die Arbeit ist nicht veröffentlicht.

werden besonders Fragen des Feldstärkedifferenzmessers (FDM) untersucht, doch lassen sich wichtige Ergebnisse auch sinngemäß für das Feldmeßgerät verwerten.

2. Prinzip der Feldmeßgeräte.

Wir verfolgen zunächst die Vorgänge in einer Spule.

Die gegen ihren Durchmesser lange, zylindrische Spule trägt zwei Wicklungen und enthält einen Eisenkern aus hochpermeablem Material. Die äußere Wicklung wird von dem streng sinusförmig gehaltenen Erregerstrom³ mit der Kreisfrequenz ω durchflossen, den ein kleiner Röhre sender liefert. An der inneren Wicklung, Empfängerwicklung, wird die Meßspannung abgenommen, die meist über einen geeigneten Verstärker einem Anzeigeinstrument zugeführt wird. Diese Empfängerspannung u wäre ebenso wie der Erregerstrom sinusförmig mit der Kreisfrequenz ω , wenn wir die magnetische Charakteristik des Eisenkerns nur in ihrem geradlinigen Teil aussteuern würden. Wir machen jedoch die Amplitude \hat{H}_1 des Erregerfeldes so groß, daß diese Voraussetzung nicht mehr gilt und beobachten darum in der Induktionsspannung u auch höhere Frequenzen als ω . Solange aber auf den Eisenkern nur das sinusförmige Wechselfeld des Erregerstromes einwirkt wird seine Charakteristik symmetrisch angesteuert und es treten in u nur ungeradzahlige Vielfache von ω auf. Überlagern wir jedoch dem Wechselfeld \hat{H}_1 noch das magnetische Gleichfeld H_0 , so wird die Symmetrie in der Aussteuerung gestört, und in u zeigen sich auch Teil-schwingungen mit geradzahligem Vielfachen von ω , besonders wenn man mit der Amplitude \hat{H}_1 des Erregerfeldes in den Bereich der magnetischen Sättigung gerät. Da die Intensität dieser geradzahligem Teil-schwingungen mit wachsendem Gleichfeld H_0 ansteigt, könnte man mit dieser Spule die in ihre Achse fallende

³ Es läßt sich auch das analoge Prinzip mit streng sinusförmiger Erreger-spannung verwenden. So bei ROTTSIEFER.

Komponente H_0 eines magnetischen Feldes dadurch messen, daß man aus ihrer Induktionsspannung u mit Hilfe eines selektiven Verstärkers eine der geradzahlgigen Teilschwingungen heraussiebt.

FÖRSTER hat von Anfang an zwei Spulen verwendet und gleichzeitig den Kunstgriff der Kompensation ausgenutzt¹. Um eine Feldstärke H_0 zu messen, hat er zwei gleich gebaute Spulen möglichst dicht, parallel nebeneinander zu einer Meßsonde vereinigt und dabei die Empfängerwicklungen hintereinander, die Erregerwicklungen gegeneinander geschaltet. Dadurch kompensieren sich die relativ großen ungeradzahlgigen Teilschwingungen der Empfängerspannungen der beiden Spulen, während sich die für die Messung wichtigen geradzahlgigen addieren. Bei nicht zu hohen Anforderungen an die Empfindlichkeit des Gerätes konnte so die ungesiebte Empfängerspannung nach ihrer Gleichrichtung unmittelbar zur Messung dienen. Bei größeren Ansprüchen mußte man aber zur Vermeidung von Störeffekten eine geradzahlige Oberschwingung — es wurde immer 2ω gewählt — heraussieben und über einen Verstärker zur Anzeige bringen. Zur Messung von Feldstärkedifferenzen werden zwei gleiche Spulen an den beiden Orten mit den Feldstärken H'_0 und H''_0 , zwischen denen die Differenz gemessen werden soll, aufgestellt. Die Erregerwicklungen werden gleichsinnig hintereinander geschaltet, die Empfängerwicklungen gegeneinander. Dadurch wird zunächst die gewünschte Differenzbildung der Induktionsspannungen erreicht, gleichzeitig aber auch wieder eine Kompensation der ungeradzahlgigen Teilschwingungen bewirkt. Aus der verbleibenden Spannungsdifferenz wird die Teilschwingung 2ω durch einen selektiven Verstärker herausgesiebt und zur Anzeige gebracht. Sie ist ein Maß für die Feldstärkedifferenz $H'_0 - H''_0$.

3. Grenzen der Empfindlichkeit.

Beim Versuch die Empfindlichkeit des FDM immer mehr zu steigern stieß man auf folgende Schwierigkeit:

Da das Gerät nur Feldstärkedifferenzen zwischen den beiden Spulenorten messen soll, darf es im homogenen Feld keine Anzeige liefern. Tatsächlich beobachtet man auch im homogenen Feld eine kleine Restspannung, die gewöhnlich mit der Stärke des Feldes anwächst, aber auch im Felde Null nicht ganz verschwindet (Nullfeldrestspannung). Der so im Nullfeld vorgetäuschte Feldgradient läßt sich durch ein echtes Differenzfeld im allgemeinen nicht kompensieren. Diese Störspannungen begrenzen die Empfindlichkeit des Gerätes.

Ihre Hauptursache liegt in den kleinen Unterschieden zwischen den beiden Meßspulen. Schon um Gradienten von 1 mOe einwandfrei messen zu können, muß eine Übereinstimmung der Spannungen der beiden Spulen auf etwa 10^{-4} der Spannung einer Spule gefordert werden, was für die Spulenkonstruktion schon höchste Ansprüche bedeutet und in bezug auf die Eisenkerne unerfüllbar scheint. Man muß deshalb zwei zusammengehörige Spulen immer aufeinander abgleichen.

FÖRSTER hat seinen Sondenabgleich dadurch ausgeführt, daß er die möglichst aus unmittelbarer

Nachbarschaft des Herstellungsmaterials genommenen Eisenkerne vor ihrer endgültigen Befestigung in der Spule solange um Bruchteile von Millimeter gegeneinander verschob bis sich bei der oszillographischen Kontrolle der Meßspannung in einem stärkeren homogenen Wechselfeld ein ausreichendes Minimum der Anzeige ergab. Wir werden später sehen, worin die grundsätzlichen Schwierigkeiten dieses Verfahrens der Kernverschiebung liegen, und warum es erstaunlicherweise trotzdem zum Ziel führen konnte. Tatsächlich mußten aber die empfindlichen Eisenstreifen sehr oft ausgewechselt werden, bis es nach zeitraubendem Probieren gelang, ein zusammenpassendes Paar

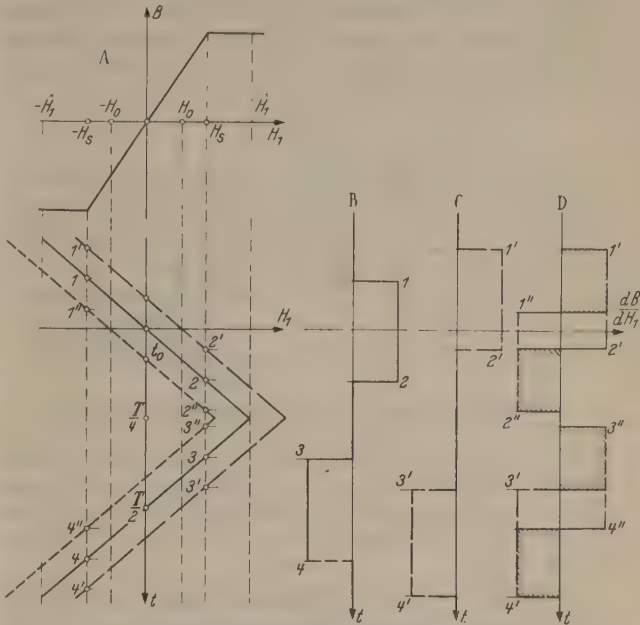


Abb. 1. Prinzip der Feldstärkedifferenzmessung magnetischer Felder nach FÖRSTER.

zu finden. Darüber hinaus wurden die dann noch verbleibenden Restspannungen durch elektrische, in den Sondenausgang geschaltete, Regelglieder weiter herabgedrückt.

Da kaum Aussichten bestanden, mit dieser Methode weitere Empfindlichkeitssteigerungen zu erreichen, diese auch eine serienmäßige Herstellung des Gerätes behinderte, ergab sich die Aufgabe, das Problem des Sondenabgleichs theoretisch wie praktisch genauer zu verfolgen und, wenn möglich, neue Methoden dafür zu finden.

In Abb. 1 ist das Prinzip des Meßgerätes schematisch dargestellt. (A) zeigt die zwischen den beiden Sättigungswerten als geradlinig angenommene magnetische Charakteristik $B(H_1)$. Das Erregerfeld H_1 wird linear mit der Zeit sich ändernd angenommen. An jeder Spule entstehen dann bei steigendem und fallendem Feld Spannungsschübe, die einander entgegengesetzt sind und wegen der schematischen Charakteristik Rechteckform haben. Siehe (B). (C) läßt erkennen, daß diese Schübe bei Vorhandensein einer Vormagnetisierung H_0 nur zeitlich verschoben werden. In (D) ist dann die verbleibende Differenzspannung der gegeneinander geschalteten Empfängerwicklungen der beiden Spulen gezeichnet. Dabei ist $H'_0 = H_0$, $H''_0 = -H_0$ also $H'_0 - H''_0 = 2 \cdot H_0$ angenommen.

¹ Auch bei ROTTSIEPER.

Abb. 2 zeigt ein schematisches Schaltbild des gesamten Gerätes. Als Erregerstromquelle diente ein einstufiger, brückenstabilisierter Sender nach MEACHAM¹. Die Ausbiebung der Teilschwingung 2ω erfolgt durch einen Bandpaß. (FÖRSTER benutzte einen Resonanztransformator.) Der selektive 6 kHz-Verstärker enthielt zwei Stufen. Die gleichgerichtete Empfängerspannung kann entweder einem Drehspulinstrument oder einem Oszillographen zugeführt werden. Bei Erdfeldmessungen wurden Sondenspulen folgender Bauart verwendet:

90 mm lange Keramikröhrchen² von 5,4 mm Außendurchmesser trugen zwei Wicklungen von je 1000 Windungen 0,18-Cu-L-Draht in je vier Lagen von 80 mm Wicklungslänge. Die beiden Wicklungen waren durch eine einlagige Schutzwicklung voneinander getrennt. In der Achse des Röhrchens verlief

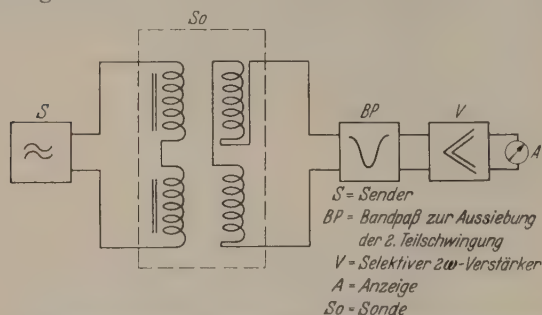


Abb. 2. Schematisches Schaltbild des Feldstärkedifferenzmessers.

ein rechteckiger Schlitz von $0,4 \times 3,2 \text{ mm}^2$ Querschnitt der symmetrisch zur Wicklung den 60 mm langen Eisenkern vom Querschnitt $3 \times 0,1 \text{ mm}^2$ aus M 583³ enthält. Erregerfrequenz 3 kHz. Meßfrequenz 6 kHz.

Verfasser hat auch Messungen über längere Zeit mit einem Feldstärkegerät durchgeführt, dessen Sondenspulen Eisenkerne der Dimension $20 \times 2 \times 0,1 \text{ m}$ enthielt und dessen Spulenkörper einfach aus paraffiniertem Papier bestand. Die unselektive Meßspannung wurde gleichgerichtet und einem Drehspulmeßinstrument zugeführt. Das Gerät hatte sich ausgezeichnet bewährt.

4. Berechnung des Frequenzspektrums der Induktionsspannung einer Spule.

Ausgangspunkt für die Theorie der Geräte ist eine Berechnung des Frequenzspektrums der an der Empfängerwicklung einer Spule auftretenden Induktionsspannung.

Es sei $i_1 = i_1(t)$

der durch die Erregerwicklung fließende Wechselstrom, der im Innern der langen Zylinderspule das homogene Erregerfeld

$$H_1(t) = \frac{w_1 \cdot i_1}{l_1} \quad (1)$$

¹ MEACHAM, L. A.: The bridge stabilised oscillator. Bell Syst. techn. J. 1928, 574.

² FÖRSTER benutzt etwas kürzere Spulen. Seine Eisenkerne lagen nicht im homogenen Spulenfeld, sondern ragten an einem Spulenende etwas heraus und wurden dort mit Pizein am Spulenkörper festgeklebt.

³ M 583 ist eine Speziallegierung von Siemens, deren genaue Zusammensetzung nicht bekannt war. In ihren magnetischen Eigenschaften stimmt sie etwa mit der bekannten Legierung Hyperm 702 von Krupp überein. Die wichtigsten Materialwerte von M 583 waren: $B_S = 4500 \text{ G}$, $H_S = 100 \text{ mOe}$, $\mu_E = 45000 \mu_0$, $H_C = 30 \text{ mOe}$.

erzeugt, wo w_1 die Windungszahl, l_1 die Länge des Wickelraumes der Erregerwicklung ist. Die Spule befinde sich zunächst im feldfreien Raum. Für die an der Empfängerwicklung entstehende Induktionsspannung $u(t)$ berücksichtigen wir nur den im Eisenkern vom Querschnitt F auftretenden Wechselfluß, der w_2 Windungen der Empfängerwicklung homogen durchsetzend angenommen wird:

$$u(t) = -w_2 \cdot F \cdot \frac{dB}{dt} = -w_2 \cdot F \cdot \frac{dB}{dH_1} \cdot \frac{dH_1}{dt} \quad (2)$$

Die mathematische Behandlung des Zusammenhangs von B mit H_1 stößt auf große Schwierigkeiten, denn 1. ist die Abhängigkeit der Induktion B im Eisenkern vom erregenden Feld H_1 gewöhnlich nur in Form einer für das Material geltenden Kurve bekannt, 2. läßt sich aus dieser Materialkurve die für den Kern geltende Abhängigkeit nicht exakt gewinnen, weil sich die Kerne, die die Form schmaler dünner Streifen haben, nicht völlig homogen magnetisieren, so daß kein konstanter Entmagnetisierungsfaktor für sie angegeben werden kann. In früheren Arbeiten hat man diese Schwierigkeiten dadurch umgangen, daß man für den Zusammenhang von B mit H_1 stark schematisierende Annahmen machte, die eine einfache mathematische Formulierung erlaubten und außerdem den Entmagnetisierungsfaktor als konstant voraussetzte. Wichtiger als die durch diese Annahmen entstandene Einschränkung der Allgemeingültigkeit der Ergebnisse war, daß man die Ummagnetisierungsverluste im Eisenkern überhaupt vernachlässigte. Sie sind zwar bei den benutzten Materialien und Frequenzen absolut genommen sehr klein, spielen aber bei dem hohen Grad der verlangten Spannungsübereinstimmung beider Spulen doch eine Rolle und sind gerade für die beim FÖRSTERSchen Abgleich auftretenden Versager verantwortlich. Wir werden im folgenden die genannten Schwierigkeiten umgehen und die Verluste, in für unsere Zwecke durchaus genügender Weise, formal berücksichtigen können. Zu diesem Zweck legen wir unserer Berechnung nicht die für das verwendete Eisenmaterial geltende Magnetisierungsschleife zugrunde, aus der dann durch Scherung erst die Kernkurve gewonnen werden muß, sondern wir denken uns diejenige Magnetisierungsschleife gegeben, die zu jedem Wert des Erregerfeldes H_1 in der Spule die tatsächlich im Kern auftretende, homogene angenommene Induktion B ergibt. Es soll also in dieser Schleife auch die durch die Ummagnetisierungsverluste bewirkte Nacheilung von B gegenüber H_1 bereits berücksichtigt sein. Für die gewählte Erregerfrequenz vernachlässigen wir alle anderen Verluste gegen die Wirbelstromverluste. Die Schleife sei punktsymmetrisch zum Anfangspunkt des HB -Systems. Der aufsteigende Ast sei $B^\uparrow(H_1)$, dann gilt für den absteigenden Ast

$$B^\downarrow(H_1) = -B^\uparrow(-H_1). \quad (3)$$

Diejenigen Feldstärkewerte, an denen die konstant vorausgesetzte Sättigungsinduktion B_S erreicht wird, für die also $dB/dH_1 = 0$ seien $\pm H_S$. H_S ist dann von der Kernform abhängig, während B_S eine gegebene Materialkonstante bedeutet.

Wir machen schließlich noch die in allen früheren Arbeiten ebenfalls getroffene Voraussetzung:

Der zeitliche Verlauf des Erregerfeldes sei so gewählt, daß alle Teile der Schleife für die $|B| < B_S$ ist,

mit konstanter Feldgeschwindigkeit durchlaufen werden. Dies gelte auch bei Überlagerung von Gleichfeldern H_0 .

Durch diese Annahme erreichen wir, daß unsere Magnetisierungscharakteristik unabhängig von H_0 bleibt. Als lineares Erregerfeld diene das Dreiecksfeld

$$\left. \begin{aligned} H_1 &= \hat{H}_1 \omega t & 0 \leq t \leq \frac{T}{4} \\ &= -\hat{H}_1 \omega \left(t - \frac{T}{2}\right) & \frac{T}{4} \leq t \leq \frac{T}{2} \\ &= \hat{H}_1 \omega \left(t - \frac{T}{2}\right) & \frac{T}{2} \leq t \leq \frac{3}{2} T \\ &= -\hat{H}_1 \omega (t - T) & \frac{3}{2} T \leq t \leq T \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Die im Meßfalle dem Wechselfeld überlagerte Gleichfeldstärke H_0 muß beschränkt bleiben durch die Bedingung

$$|H_0| \leq \frac{\pi}{2} \hat{H}_1 - H_S. \quad (5)$$

Für das so gewählte H_1 wird dann mit $H_0 = 0$

$$u(t) = -w_2 \cdot F \cdot \omega \cdot \hat{H}_1 \cdot \frac{dB}{dH_1}, \quad (6)$$

wobei in $dB/dH_1 = B'(H_1)$ für das Argument H_1 die entsprechenden Stücke der Dreieckskurve zu setzen sind und zu wachsendem Felde H_1 der steigende Ast B^\uparrow der Magnetisierungsschleife, zu abnehmendem Feld dagegen der fallende Ast B^\downarrow gehört. Da

$$\frac{dB(-H_1)}{d(-H_1)} = -\frac{dB^\uparrow}{dH_1}, \quad (7)$$

setzt sich u nach (6) aus positiven und negativen Spannungsstößen zusammen, deren Verlauf proportional der Steigung dB/dH_1 der Wechselmagnetisierungsschleife ist. Diese Stöße werden durch Intervalle mit der Spannung $u = 0$ voneinander getrennt, wenn nämlich $|H_1| > H_S$, d. h. der Kern gesättigt ist. Dann ist $B = B_S = \text{const.}$ Nun denken wir uns die Spule in das zu messende Feld gebracht, so daß der Eisenkern durch die in seine Achse fallende Gleichfeldkomponente H_0 homogen vormagnetisiert wird. Dann ist

$$\left. \begin{aligned} H_1 &= H_0 + \hat{H}_1 \omega t \\ &= H_0 - \hat{H}_1 \omega \left(t - \frac{T}{2}\right) \\ &= H_0 + \hat{H}_1 \omega \left(t - \frac{T}{2}\right) \\ &= H_0 - \hat{H}_1 \omega (t - T). \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Diese Gleichungen stellen nur eine zeitliche Verschiebung der Erregung (4) und damit auch der entsprechenden Spannungsstöße dar und zwar um diejenige Zeit t_0 , die verstreicht bis das Feld H_1 sich um H_0 geändert hat. Die positiven Stöße treten um $t_0 = \frac{H_0}{\omega \hat{H}_1}$ früher, die negativen um dieselbe Zeit später auf als im Falle $H_0 = 0$. Wesentlich ist, daß hiebei die Form der Spannungsstöße ungeändert bleibt, weil die Feldgeschwindigkeit konstant ist. Wir setzen nun

$$|u(t)| = w_2 F \omega \hat{H}_1 \cdot \sum_\nu (a_\nu \cos \nu \omega t + b_\nu \sin \nu \omega t) \quad (9)$$

und erhalten in bekannter Weise für die Koeffizienten

$$\left. \begin{aligned} &\text{ungerade } \nu \\ &a_\nu = \frac{2}{\pi \hat{H}_1} \cos \nu \frac{H_0}{\hat{H}_1} \int_{-H_S}^{H_S} B^{\uparrow'}(H_1) \cos \frac{\nu H_1}{\hat{H}_1} dH_1 \\ &\text{gerade } \nu \\ &= \frac{2}{\pi \hat{H}_1} \sin \nu \frac{H_0}{\hat{H}_1} \int_{-H_S}^{H_S} B^{\uparrow'}(H_1) \sin \frac{\nu H_1}{\hat{H}_1} dH_1 \\ &\text{ungerade } \nu \\ &b_\nu = \frac{2}{\pi \hat{H}_1} \cos \nu \frac{H_0}{\hat{H}_1} \int_{-H_S}^{H_S} B^{\downarrow'}(H_1) \sin \frac{\nu H_1}{\hat{H}_1} dH_1 \\ &\text{gerade } \nu \\ &= -\frac{2}{\pi \hat{H}_1} \sin \nu \frac{H_0}{\hat{H}_1} \int_{-H_S}^{H_S} B^{\downarrow'}(H_1) \cos \frac{\nu H_1}{\hat{H}_1} dH_1. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Die Integrale hängen nicht mehr von der zu messenden Größe H_0 ab; sie sind Konstante des Gerätes und werden durch den Verlauf der Magnetisierungskurve bestimmt. Bemerkenswert ist, daß H_0 nur durch (5) eingeschränkt wird, also z. B. durchaus größer als H_S werden kann.

Zur Abkürzung bezeichnen wir

$$\left. \begin{aligned} C_\nu &= \int_{-H_S}^{H_S} B^{\uparrow'}(H_1) \cos \frac{\nu H_1}{\hat{H}_1} dH_1 \\ S_\nu &= \int_{-H_S}^{H_S} B^{\downarrow'}(H_1) \sin \frac{\nu H_1}{\hat{H}_1} dH_1. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Man erkennt, daß für den Fall $B'(H_1) = B'(-H_1)$ sämtliche S_ν verschwinden, da \sin eine ungerade Funktion ist. Nur die durch die Eisenverluste bedingte Nacheilung der Induktion B hinter H_1 bewirkt jene Unsymmetrie von $B(H_1)$, die $S_\nu \neq 0$ werden läßt. S_ν hängt also wesentlich von der Größe der Verluste ab. Die Abhängigkeit der Integralwerte von ν läßt sich nach Anwendung des Mittelwertsatzes erkennen:

$$C_\nu = 2 B_S \cdot \cos \nu \cdot \frac{H_\xi}{\hat{H}_1}, \quad S_\nu = 2 B_S \sin \nu \frac{H_\zeta}{\hat{H}_1}, \quad (12)$$

wobei $|H_\xi| < H_S$, $|H_\zeta| < H_S$. Mit wachsendem ν werden also die C_ν abnehmen, während die S_ν zunächst anwachsen. In der Praxis wurde immer 2ω als Meßfrequenz¹ gewählt, so daß uns Teilschwingungen mit höheren Frequenzen nicht weiter zu interessieren brauchen, da sie durch den selektiven Verstärker unterdrückt werden. Für die beiden ersten Teilschwingungen kann man unter der Voraussetzung

$$H_S \ll \hat{H}_1 \quad (13)$$

die Integrale auswerten. Es wird

$$C_1 = C_2 = 2 B_S. \quad (14)$$

In S_1 und S_2 darf man außerdem die \sin -Funktion durch ihre Argumente ersetzen, wodurch sich ergibt

¹ Für die praktische Wahl der Erregerfrequenz ist wichtig, daß zu kleine Frequenzen die Schaltelemente des Senders und der Siebmittel sehr voluminös werden lassen, während zu hohe Frequenzen die Störanfälligkeit des Gerätes erhöhen.

$$\left. \begin{aligned} S_1 &= \int_{-\hat{H}_S}^{\hat{H}_S} \frac{dB}{d\hat{H}_1} \cdot \frac{\hat{H}_1}{\hat{H}_1} d\hat{H}_1 = \frac{1}{\hat{H}_1} \int_{-\hat{H}_S}^{\hat{H}_S} \hat{H}_1 dB = \frac{V}{2\hat{H}_1} \\ 2S_1 &= S_2 = \frac{V}{\hat{H}_1} \end{aligned} \right\} (15)$$

wo V der von den beiden Ästen eingeschlossene Flächeninhalt der Magnetisierungsschleife ist. Dieser Inhalt ist aber den bei der Ummagnetisierung entstehenden Verlusten proportional. Es wird

$$\left. \begin{aligned} |u_\omega(t)| &= \frac{2}{\pi} \omega w_2 F \cos \frac{H_0}{\hat{H}_1} \left[2B_S \cos \omega t + \frac{V}{2\hat{H}_1} \sin \omega t \right] \\ |u_{2\omega}(t)| &= \frac{2}{\pi} \omega w_2 F \sin \frac{2H_0}{\hat{H}_1} \left[2B_S \sin 2\omega t - \frac{V}{\hat{H}_1} \cos 2\omega t \right] \end{aligned} \right\} (16)$$

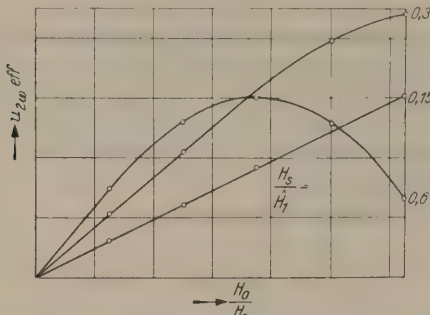


Abb. 3. Zweite Teilschwingung der Empfängerspannung einer Spule; gemessen bei sinusförmigem Erregerstrom. (Abstand H_0/H_S -Gitterlinien 0,25.)

oder für den Sonderfall sehr kleiner Verluste, wie für unsere Kerne und Frequenzen der Fall

$$\left. \begin{aligned} |u_\omega(t)| &= \frac{4}{\pi} \omega w_2 F B_S \cdot \cos \frac{H_0}{\hat{H}_1} \cdot \cos \left[\omega t - \frac{V}{4\hat{H}_1 B_S} \right] \\ |u_{2\omega}(t)| &= \frac{4}{\pi} \omega w_2 F B_S \cdot \sin \frac{2H_0}{\hat{H}_1} \cdot \sin \left[2\omega t - \frac{V}{2\hat{H}_1 B_S} \right] \end{aligned} \right\} (17)$$

wobei

$$|H_0| \leq \frac{2}{\pi} \hat{H}_1 - H_S \sim \hat{H}_1. \quad (18)$$

Unter der Voraussetzung, daß die Dauer des Spannungsimpulses klein ist gegen die Periodendauer des Erregerfeldes werden die beiden ersten Teilschwingungen des Impulses vom Detailverlauf der Magnetisierungskurve unabhängig.

5. Sinusförmiges Erregerfeld.

Wichtigste Voraussetzung für unsere bisherigen Ergebnisse war die konstante Geschwindigkeit, mit der das Erregerfeld sich ändern sollte. Denn nur dann bleiben die positiven und negativen Spannungsschläge zueinander kongruent und werden durch eine Vormagnetisierung des Eisenkerns nur zeitlich gegeneinander versetzt.

In der Praxis wählt man an Stelle des Dreiecksfeldes ein durch einen sinusförmigen Strom erzeugtes Wechselfeld: $H_1 = \hat{H}_1 \sin \omega t$. Dann ist die Feldgeschwindigkeit längs der Magnetisierungsschleife nicht mehr konstant und wird außerdem von der Vor-

magnetisierung H_0 abhängig. Wir können dann auch keine von H_0 unabhängige Kern-Wechselmagnetisierungsschleife mehr zugrunde legen, wie dies bei der Berechnung des Frequenzspektrums geschah. Für $H_0 = 0$ sind zwar auch jetzt die positiven und negativen Stöße aus Symmetriegründen noch kongruent. Doch gilt dies nicht mehr, wenn $H_0 \neq 0$. Wir müssen erwarten, daß bei sinusförmigem Erregerfeld die einzelnen Teilschwingungen in Amplitude und Phase von H_0 abhängen und zwar in einer Weise, die sich rechnerisch nicht mehr verfolgen läßt, da hierbei der Detailverlauf der Charakteristik eingeht.

Diese Schwierigkeiten umgehen wir in ausreichender Weise dadurch, daß wir \hat{H}_1 so groß machen, daß unsere alten Bedingungen wieder zutreffen und der interessierende Feldbereich $|H_0| + H_S$ in den Anfangsteil der Funktion $\hat{H}_1 \sin \omega t$ fällt, der um so mehr mit der Geraden $\hat{H}_1 \omega t$ zusammenfällt, je größer \hat{H}_1 ist. Für ein sinusförmiges Erregerfeld müssen wir also fordern, daß

$$|H_0| \ll \hat{H}_1. \quad (19)$$

H_0 kann jetzt nicht mehr beliebig größer als H_S werden, sondern es muß auf dieselbe Größenordnung beschränkt bleiben. Da diese Einschränkung (19) auch in die Gl. (17) eingeht, wird hier

$$\left. \begin{aligned} |u_\omega(t)| &= \frac{4}{\pi} \omega w_2 F B_S \cdot \cos \left[\omega t - \frac{V}{4\hat{H}_1 B_S} \right] \\ |u_{2\omega}(t)| &= \frac{4}{\pi} \omega w_2 F B_S \cdot 2 \frac{H_0}{\hat{H}_1} \cdot \sin \left[2\omega t - \frac{V}{2\hat{H}_1 B_S} \right] \\ \text{oder} \\ |u_\omega(t)| &= A \cos [\omega t - \Phi] \\ |u_{2\omega}(t)| &= A \cdot 2 \cdot \frac{H_0}{\hat{H}_1} \cdot \sin [2\omega t - 2\Phi], \end{aligned} \right\} (20)$$

wobei zur Abkürzung gesetzt ist

$$A = \frac{4}{\pi} \omega w_2 F B_S, \quad \Phi = \frac{V}{4\hat{H}_1 B_S}. \quad (21)$$

In Abb. 3 sind mit sinusförmigem Erregerstrom aufgenommene Kurven wiedergegeben.

Diese Gleichungen stellen die erste und zweite Teilschwingung der Induktionsspannung an der Empfängerwicklung einer Spule dar. In der Sondenschaltung des FDM werden die Empfängerspannungen zweier gleicher Spulen a und b gegeneinander geschaltet. Für die Grundschiwingung wird dann

$$u_{\omega a} - u_{\omega b} = 0, \quad (22)$$

während die Meßspannung

$$u_{2\omega a} - u_{2\omega b} = A \cdot 2 \frac{H'_0 - H''_0}{\hat{H}_1} \sin [2\omega t - 2\Phi] \quad (23)$$

ergibt. Sie ist im Bereich (19) direkt proportional der Feldstärkedifferenz $H'_0 - H''_0$. Zu beachten ist dabei, daß (20) nur eine von H_0/\hat{H}_1 abhängige Näherung darstellt. Bei großen Feldgradienten $H'_0 - H''_0$ kann dies von Bedeutung werden.

Im Feldstärkemeßgerät sind beide Spulen so eng benachbart, daß beide Kerne durch das gleiche Feld H_0 vormagnetisiert werden. Da \hat{H}_1 in beiden Spulen entgegengesetzt gerichtet ist, heben sich die Grundschiwingungen in den hintereinander geschalteten Empfänger-

wicklungen auf. Die Meßspannungen dagegen addieren sich, da H_0 in beiden Spulen gleichgerichtet ist. Die zweite Teilschwingung ist somit proportional $2H_0$.

6. Sondenabgleich.

Wir haben bisher vorausgesetzt, daß die beiden Einzelspulen einer Differenzfeldsonde vollständig übereinstimmen. Dies trifft aber gewöhnlich schon bei den Leerspulen nicht in dem von uns zu fordernden Ausmaß zu. Noch wesentlich ungünstiger¹ liegen die Verhältnisse bei den schmalen und dünnen, dazu äußerst empfindlichen Blechstreifen aus hochpermeablem Eisen. Hier können zunächst Unterschiede in den geometrischen Dimensionen auftreten, die für die Magnetisierung der Kerne von Bedeutung sind. Dann aber können vor allem die magnetischen Eigenschaften selbst sehr stark voneinander abweichen, selbst wenn man dafür Sorge trägt, daß die zwei zu kombinierenden Streifen unmittelbar benachbarten Stellen des Ausgangsmaterials entstammen. Gesamtunterschiede von 10% zwischen den beiden Spulen sind durchaus keine Seltenheit. Wir können die Wirkung von Spulenumterschieden leicht abschätzen; ist die Amplitude der Meßspannung der Spule a

$$\hat{u}_{2\omega_a} = A^* \cdot H_0',$$

dann sei jene der Spule b

$$\hat{u}_{2\omega_b} = A^* (1 - \varepsilon) H_0'',$$

woraus für die Differenz

$$\hat{u}_{2\omega} = A^* \left(1 - \frac{\varepsilon}{2}\right) [H_0' - H_0''] + A^* \frac{\varepsilon}{2} [H_0' + H_0''] \quad (24)$$

folgt.

Die Meßspannung enthält jetzt eine zur mittleren Feldstärke $\frac{H_0' + H_0''}{2}$ proportionale Störspannung. Bei 10% Spulenfehler, das ist $\varepsilon = 0,1$ und bei Feld-differenzen, die etwa 10% der mittleren Feldstärke ausmachen, wird diese Störspannung von der Größenordnung der Meßspannung.

Für die Grundschiwingung ist analog

$$\hat{u}_{\omega_a} = A \quad \hat{u}_{\omega_b} = A (1 - \varepsilon).$$

also $\hat{u}_{\omega} = \varepsilon A$;

vergleichen wir dies mit der Meßspannung

$$\hat{u}_{2\omega} \approx A \cdot 2 \cdot \frac{H_0' - H_0''}{H_1},$$

so folgt

$$\hat{u}_{\omega} : \hat{u}_{2\omega} = \varepsilon H_1 : 2 (H_0' - H_0'').$$

Für

$$\varepsilon = 0,1; \quad \dot{H}_1 = 10 \text{ Oe}; \quad H_0' - H_0'' = 0,1 \text{ Oe}$$

wird

$$\hat{u}_{\omega} : \hat{u}_{2\omega} = 5 : 1.$$

Die Grundschiwingung ist jetzt sogar groß gegen die Meßspannung, während sie für gleiche Spulen überhaupt nicht auftritt. Auch dieser Umstand kann Ursache von Störspannungen sein und ist besonders zu beachten, wenn man etwa ein Feldmeßgerät mit unselektivem Sondenausgang bauen will.

Wir verfolgen nun, wie sich eine Verschiedenheit der Urspannungen in der Ausgangsschaltung der Sonden bemerkbar macht.

¹ Vgl. etwa W. THAL, Genauigkeit bei Eisenmessungen, A. t. M. J 60—4, April 1934.

Nehmen wir an, ein Gerät sei aus zwei beliebigen Spulen nach der schematischen Schaltung in Abb. 4 hergestellt. Das heißt die Spulen sollen in ihren einzelnen Baudaten w_2 , F , B_S , \dot{H}_1 , V voneinander abweichen. Die Schaltung der Figur stellt den Empfänger- teil der Sonde bis zum Eingang der Vorsiebung dar. Die Spulen a und b treten als Generatoren für die einzelnen Teilschwingungen mit den Urspannungen u_a ² und u_b sowie den Innenwiderständen \Re_{ia} und \Re_{ib} auf. Wir wählen die beiden gleichen OHMSchen Widerstände r in den zwei Kreisen a und b so groß, daß

$$|\Re_{ia}|, |\Re_{ib}|, |\Re_a|, |\Re_b| \ll r, \quad (25)$$

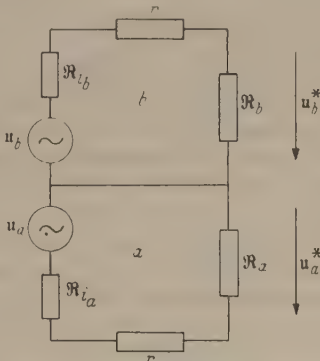


Abb. 4. Schematisches Schaltbild des Sondenausgangs.

d. h. die Spulen also nicht belastet sind. Am Ort der Spule a herrsche die Feldstärke H_0' , am Ort der Spule b die Feldstärke H_0'' . Dann gilt

$$u_a^* = \frac{u_a(H_0') \Re_a}{\Re_{ia} + r + \Re_a} = \frac{u_a(H_0') \Re_a}{r}, \quad u_b^* = \frac{u_b(H_0'') \Re_b}{r}, \quad (26)$$

$$\Delta u^* = u_a^* - u_b^* = \frac{\Re_b}{r} \left[u_a(H_0') \frac{\Re_a}{\Re_b} - u_b(H_0'') \right]. \quad (27)$$

Wären die Spulen jetzt völlig gleich und das Feld homogen $H_0' = H_0''$, dann wäre $u_a = u_b$. Die für das richtige Arbeiten des Gerätes notwendige Forderung $\Delta u^* = 0$ ergibt dann $\Re_a = \Re_b$, d. h. die Schaltung muß symmetrisch sein, wobei aber auch alle Schaltkapazitäten mitberücksichtigt werden müssen.

Wir verlangen nun, daß auch für unsere verschiedenen Spulen die Spannung Δu^* in jedem homogenen Felde $H_0' = H_0'' = H_0^*$ verschwinden soll. Dann sind die Widerstände \Re_a und \Re_b so zu bestimmen, daß für jedes H_0^* innerhalb der zugelassenen Größenordnung gilt

$$r \Delta u^* = u_a(H_0^*) \Re_a - u_b(H_0^*) \Re_b, \quad (28)$$

d. h.

$$\frac{\Re_a}{\Re_b} = \frac{u_b(H_0^*)}{u_a(H_0^*)}. \quad (29)$$

Wählen wir also $\Re_b = R_b$ als OHMSchen Widerstand, dann können aus der Gl. (29) die zwei Komponenten des komplexen Widerstandes \Re_a ermittelt werden.

Umgekehrt lehrt die Gleichung auch wie die Spannung u von H_0 abhängen muß, damit ein von H_0^* unabhängiger Widerstandsabgleich möglich ist: u_a und u_b müssen im Verhältnis der Amplituden und in der Differenz ihrer Phasen von H_0 unabhängig sein. Da sich u_a und u_b nur in der Größe ihrer, physikalische Daten darstellenden, Koeffizienten unterscheiden, heißt dies, daß die Amplitude von u der Feldstärke direkt proportional sein muß und daß die Phase überhaupt nicht von H_0 abhängen darf. Dies trifft für

² Zur Vereinfachung in komplexer Schreibweise.

unsere Spannungen (20) zu, während jede kompliziertere Abhängigkeit von H_0 , wie etwa diejenige der Spannungen (17), nur dann einen vom Felde H_0^* unabhängigen Widerstandsabgleich ergibt, wenn H_0^* und damit H'_0 und H''_0 so eingeschränkt werden, daß diese komplizierte Abhängigkeit durch eine lineare ersetzt werden darf. Im Falle $H'_0 \neq H''_0$ erhalten wir für die Meßspannung

$$r \Delta u^* = u_a(H'_0) R_a - u_b(H''_0) R_b. \quad (30)$$

Mit

$$u_a(H'_0) = A_a^* \cdot H'_0 \cdot e^{j(2\omega t - 2\Phi_a)}, \quad u_b(H''_0) = A_b^* H''_0 e^{j(2\omega t - 2\Phi_b)}$$

wird

$$r \Delta u^* = R_b \cdot A_b^* [H'_0 - H''_0] \cdot e^{j(2\omega t - 2\Phi_b)}, \quad (31)$$

d. h., für den Fall, daß H'_0 und H''_0 klein sind gegen \hat{H}_1 können wir für zwei Spulen mit beliebig voneinander abweichenden Baudaten durch einen elektrischen Abgleich erzwingen, daß die Meßspannung nur der Feldstärkedifferenz proportional wird und nicht mehr von der mittleren Feldstärke abhängt.

Der Sondenleerlauf ist dabei nicht belanglos. Bei belasteter Sonde würde sich eine Phasenabhängigkeit der Einzelspannung ergeben, die die Möglichkeit des Abgleichs in Frage stellt. So war in der FÖRSTERschen Schaltung, bei der die Sonde belastet wird, ein solcher Abgleich nicht möglich.

In unserer Schaltung ersetzen wir also R_a durch einen in seinen beiden Komponenten unabhängig und stetig regelbaren komplexen Widerstand, den wir so einregeln, daß die im homogenen Felde H_0^* verbleibende Restspannung nach Amplitude und Phase zu Null wird, und das Gerät ist abgeglichen.

Die Praxis läßt allerdings noch Wünsche offen. Zunächst müßte schon bei Spulen mit etwa 10% Gesamtfehler der Regelbereich unangenehm groß und trotzdem feinregelbar sein. Dabei läßt sich dann schwer Unabhängigkeit in Amplituden- und Phasenregelung einhalten. Außerdem gilt der Abgleich nur für die Meßfrequenz und nicht mehr für die übrigen Teilschwingungen, was für die Störanfälligkeit des Gerätes nicht belanglos ist.

Für die relativ große Grundschwingung wird z. B.

$$r \Delta u_w^* = R_b u_{wb} \cdot \left[\frac{\hat{H}_{1a}}{\hat{H}_{1b}} \cdot e^{j(\Phi_a - \Phi_b)} - 1 \right]. \quad (32)$$

Hier bleibt also eine von dem Verhältnis der Erregerefeldstärken in den beiden Spulen und von den Phasendifferenzen abhängige Restspannung übrig.

Es wäre darum wünschenswert, nicht wie bisher voneinander abweichende Urspannungen schaltungsmäßig auszugleichen, sondern diese Urspannungen selbst gleich zu machen. Dazu kann uns der Widerstandsabgleich behilflich sein.

7. Kern- und Spulenvergleich.

Wir haben gesehen, daß sich zwei beliebige Spulen durch entsprechende Wahl des Regelwiderstandes R_a aufeinander abgleichen lassen. Auf diese Weise können wir die einzelnen Leerspulen und Kerne durch die Daten ihres zum gegenseitigen Abgleich notwendigen Regelwiderstandes kennzeichnen und so eine Vorauswahl der Spulen und Kerne durchführen.

Zu diesem Zweck lassen wir bei konstantem Erregerstrom in der Schaltung alles unverändert bis auf

den Kern in der Spule a , der auswechselbar sei und der Reihe nach durch alle Kerne unseres Vorrates ersetzt wird. Der komplexe Regelwiderstand R_a , der den Abgleich erzeugte, liefert dann in seinen beiden Komponenten von H_0^* unabhängige Größen, die für den Kern, bei Zugrundelegung unserer Schaltung, charakteristisch sind. Wählen wir etwa für R_a die Parallelschaltung eines OHmschen Widerstandes R_K mit einer Kapazität C_K , dann gilt, da erfahrungsmäßig $2\omega C_K R_K \ll 1$

$$R_a = R_K \| C_K = R_K \cdot e^{j2\omega C_K R_K}.$$

R_K und C_K können also selbst die Rolle dieser Kennzahlen spielen. Nach (29) wird

$$R_K = R_b \cdot \frac{A_b^*}{A_a^*} \quad 2\omega C_K R_K = 2\Phi_a - 2\Phi_b \sim 2\omega C_K R_b. \quad (33)$$

In analoger Weise können wir unter Beibehaltung zweier bestimmter Kerne auch eine Leerspule auswechselbar machen und so für alle Spulen ebenfalls ein Kennzahlenpaar R_S, C_S ermitteln.

Wir fragen nun, was sich aus der Tatsache, daß zwei Kerne oder Spulen in ihren Kennzahlen übereinstimmen, folgern läßt.

Beachten wir zunächst, daß w_2 als diejenige Zahl der Windungen der Empfängerwicklung definiert war, die von der Wechselinduktion homogen durchsetzt wird. Von den Streuflüssen wird dabei abgesehen. Es ist $w_2 = l \cdot W_2$, wenn l die Kernlänge und W_2 die Windungsdichte der Empfängerwicklung ist. F und B_S hängen nur vom Kern ab. \hat{H}_1 ist nur von der Windungsdichte W_1 der Erregerwicklung abhängig, also eine reine Leerspulengröße (bei konstantem Strom). Dagegen hängt V von \hat{H}_1 , den Kerndimensionen und magnetischen und elektrischen Materialeigenschaften ab.

Nehmen wir an, wir hätten nach der angegebenen Methode für zwei verschiedene Leerspulen (bei unveränderten Kernen und unveränderter Leerspule b) gleiche Kennzahlen R_S, C_S erhalten. Dann gilt nach (33) für die durch ' und '' unterschiedenen Einzeldaten dieser verschiedenen Spulen im a -Kreis

$$1. \frac{A_b}{A_a} \cdot \frac{\hat{H}_{1a}'}{\hat{H}_{1b}'} = \frac{A_b}{A_a} \cdot \frac{\hat{H}_{1a}''}{\hat{H}_{1b}''} \quad 2. \Phi_a' - \Phi_b = \Phi_a'' - \Phi_b, \quad (34)$$

da die Kerne unverändert geblieben sind, ist $A_a' = A_a'' = W_{2a} : W_{2a}'$, so daß

$$\hat{H}_{1a}' : \hat{H}_{1a}'' = W_{2a}' : W_{2a}'' \quad (35)$$

V in (34,2) hängt hier nur von \hat{H}_1 ab, so daß $V[\hat{H}_{1a}'] : \hat{H}_{1a}' = V[\hat{H}_{1a}'] : \hat{H}_{1a}'$, woraus folgt

$$\hat{H}_{1a}' = \hat{H}_{1a}''$$

und mit (35)

$$W_{2a}' = W_{2a}''$$

sowie, da $\hat{H}_1 = W_1 \cdot \hat{i}_1$

$$W_{1a}' = W_{1a}''.$$

Leerspulen mit gleichen Kennzahlen haben gleiche Windungsdichten der Sender und Empfängerwicklungen, ergeben also das gleiche Erregerfeld.

In analoger Weise gelten die Gl. (34,1) und (34,2) für zwei Kerne mit gleichen Kennzahlen R_K, C_K . Da hierbei die Leerspule in beiden Kreisen a und b unverändert blieb, ist jetzt $\hat{H}_{1a}' = \hat{H}_{1a}''$, so daß $A_a' = A_a''$. Kombiniert man zwei solche Kerne mit zwei Spulen gleicher Kennzahlen, dann gilt, da jetzt auch die Erregerfelder übereinstimmen:

Kerne gleicher Kennzahlen mit Spulen gleicher Kennzahlen kombiniert ergeben gleiche Urspannungen der Grundschwingung ω und der Meßspannung 2ω .

Die Bedingungsgleichungen für gleiche Kennzahlen lauten ausführlich

$$w_2' F' B_S' = w_2'' F'' B_S'' \qquad \frac{V'}{B_S' \hat{H}_{1a}} = \frac{V''}{B_S'' \hat{H}_{1a}}$$

Da $w_2 = W_2 \cdot l$, wobei W_2 wie \hat{H}_1 wegen der unveränderten Spule gleichgeblieben sind, folgt

$$l' F' B_S' = l'' F'' B_S''; \qquad \frac{V'}{B_S'} = \frac{V''}{B_S''}.$$

Die Kernlänge $l = 60$ mm läßt sich nun durch eine Lehre beim Ablängen gut bis auf einen Fehler von $10_{/00}$ konstant halten. Wenn man dann dafür Sorge trägt, daß diese Konstanz durch äußere Umstände, wie Lagerung der Kerne in den Spulen usw. nicht verlorengeht, können wir $l' = l''$ annehmen, so daß

$$F' B_S' = F'' B_S''.$$

Die Verluste V hängen noch von der geometrischen Größe F und Materialkonstanten wie B_S und anderen ab. Mit vorhergehender Gleichung multipliziert wird also

$$F' \cdot V(F'; B_S'; \dots) = F'' \cdot V(F''; B_S''; \dots).$$

Wir können zwei Fälle unterscheiden:

1. Fall: Die Schwankungen der Kerndimensionen überwiegen größenordnungsmäßig die Schwankungen der Materialeigenschaften.

Dann ist $B_S' = B_S'' \dots$ und die Verschiedenheit der Wirbelstromverluste wird durch die Verschiedenheit der Kerndicken d verursacht; da die Kernbreiten sicher weniger streuen als die Dicken, dürfen wir aus der verbleibenden Gleichung

$$F' V(F') = F'' V(F'')$$

schließen, daß $F' = F''$ und $V(F') = V(F'')$.

Es gilt demnach:

Kerne gleicher Kennzahlen stimmen bei einheitlichen Materialeigenschaften in ihren geometrischen Daten F und d im Grade der Gleichheit der Kernlängen überein, d. h. etwa bis auf relative Unterschiede der Größe 10^{-3} .

2. Fall: Der Grad der Verschiedenheit trifft alle Kerngrößen in gleichem Ausmaß, so daß über unsere Bedingungsgleichungen hinaus keine Einzelheiten mehr gefolgert werden können.

Die Abb. 5 zeigt durch verschiedene M 583-Kerne aus dem von FÖRSTER benutzten Material verursachte, relative Spannungsunterschiede zweier Sondeneinzelspulen, wobei die Leerspulen in den Windungsdichten W_1 und W_2 gleich waren. Dabei war, wie auch in den Ergebnissen der nächsten Abbildung

$$\hat{H}_1 = 6,8 \text{ Oe}, \quad H_0^* = 0,75 \text{ Oe}, \quad H_S \sim 1,7 \text{ Oe}.$$

Die im Felde H_0^* erreichte Gleichheit der Spulenspannung gelang dabei bis auf einen Rest, der etwa Feldstärkenwerte der Größenordnung 10^{-2} mOe entsprach. Wir erkennen eine deutliche Korrelation zwischen den Amplitudenwerten und den Phasen. Mit einer Auswahl von den so gemessenen Kernen wurden daraufhin Wägungen durchgeführt, die außer einer Gewichtsschwankung von $\pm 5\%$ eine weitgehende Übereinstimmung der Anordnung nach Gewichten mit der nach den entsprechenden Abszissenwerten der Abb. 5 ergab. Wir schreiben diese Gewichtsschwankungen hauptsächlich den Dickenschwankungen der

Kerne zu und deuten dieses M 583-Material nach unserem Fall 1, als von großer Einheitlichkeit in den Materialeigenschaften. Die beobachtete Verschiedenheit der Spannung wird den Schwankungen der Kerndicken zugeordnet, die über die Größe F eine ungefähre

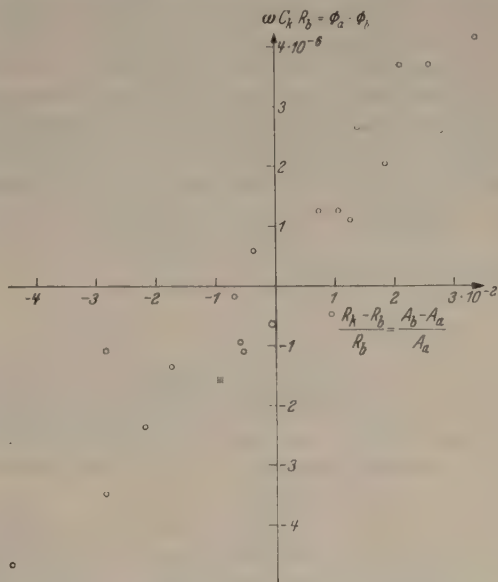


Abb. 5. Relative Spannungsunterschiede zweier Spulen mit verschiedenen Kernen aus M 583/I.

Proportionalität zwischen dem Sättigungsfluß $F \cdot B_S$, der Amplitude entsprechend, mit den Verlusten, die der Phase entsprechen, verursachen. In Abb. 6 sind

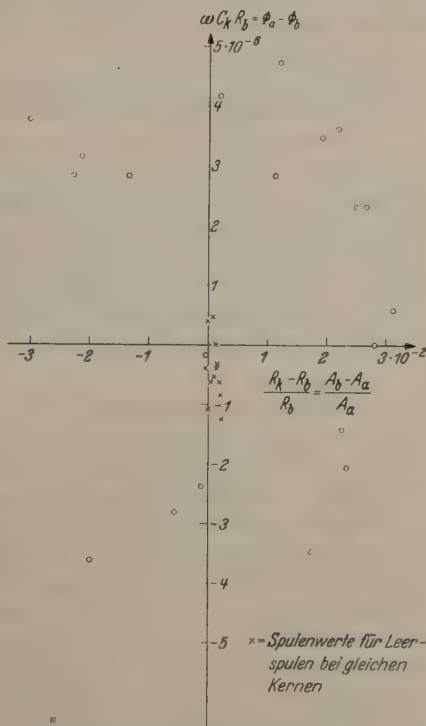


Abb. 6. Relative Spannungsunterschiede zweier Spulen mit verschiedenen Kernen aus M 583/II.

entsprechende Messungen für ein anderes Material M 583 dargestellt, das dem Labor Dr. SCHUHMACHERS der Siemenswerke entstammte, und aus Reinstkomponenten erschmolzen war. Wir erkennen eine völlig unregelmäßige Verteilung der Meßpunkte, was unserem Falle 2 entsprechen dürfte. Nachträglich zum

Vergleich der beiden Materialien angestellte Röntgenaufnahmen (für die ich Dr. BUMM zu Dank verpflichtet bin) ließen für das von FÖRSTER verwendete Material eine deutliche Rekristallisationstextur erkennen, die für die magnetische Vereinheitlichung verantwortlich sein dürfte. Da der FÖRSTERSche Abgleich nur eine Amplitudenregelung kennt, wäre er vermutlich mit dem zweiten Material in Schwierigkeiten gekommen.

In dieser Abb. 6 sind auch analoge Messungen für die durch verschiedene Leerspulen bei gleichen Kernen verursachten Spannungsunterschiede dargestellt. Die Abszissenwerte entsprechen dabei dem Verhältnis

$$\frac{R_S - R_b}{R_b} = \left(\frac{W_{2b}}{W_{1b}} - \frac{W_{2a}}{W_{1a}} \right) \cdot \frac{W_{2b}}{W_{1b}},$$

während die Ordinaten

$$\Phi_a - \Phi_b = \frac{1}{4B_S} \left(\frac{V(\hat{H}_{1a})}{\hat{H}_{1a}} - \frac{V(\hat{H}_{1b})}{\hat{H}_{1b}} \right)$$

sind. Die Größenordnung der Ordinatenwerte deutet darauf hin, daß für 6 kHz die Wicklungs- und Schaltkapazitäten bereits von Einfluß werden und zusätzliche Unterschiede erzeugen, die wir hier noch nicht in Rechnung gesetzt haben.

Für die R_K - und C_K -Werte ergab sich auch über längere Zeiten eine Reproduzierbarkeit, der Schwankungen der Kerneigenschaften um relative Werte kleiner als 10^{-3} entsprachen. Dies ist um so bemerkenswerter als die dünnen Streifen gegen geringste Spannungen schon äußerst empfindlich waren. Die Kerne waren an einem Ende wenige Millimeter lang mit Cohesin auf Papier aufgeklebt, mit dem sie dann im Spulenkörper befestigt wurden. Es empfiehlt sich die Auswahl erst durchzuführen wenn die Kerne schon längere Zeit aufgeklebt sind.

Durch die Leerspulen- und Kernausswahl lassen sich somit die auch bei sorgfältiger Konstruktion noch bestehenden Unterschiede in den Spannungen der beiden Einzelspulen einer Sonde um eine bis zwei Größenordnungen verkleinern. Mit einem zusätzlichen Widerstandsabgleich, der nun genügend feinregelnd gewählt werden kann, wird der dann noch bestehende Spannungsrest auf das geforderte Minimum herabgedrückt. Der auf diese Weise erreichte Störpegel entspricht Feldstärkewerten der Größenordnung 10^{-2} mOe.

8. Die Nullfeldrestspannung.

Die FÖRSTERSchen Geräte zeigten im Nullfeld eine nicht mehr weiter zu unterdrückende Restspannung, die etwa $1 \div 2 \cdot 10^{-1}$ mOe entsprach. Sonden mit $0,5 \cdot 10^{-1}$ mOe waren sehr selten. Die Verschiedenheit der verbleibenden Restspannungen deutet schon darauf hin, daß auch hier die Spulenunterschiede mitbeteiligte Ursache sind. Wir wollen das Zustandekommen dieser Restspannung an der Schaltung von Abb. 4 verfolgen und sehen, welche Rolle dabei der Widerstandsabgleich spielt. FÖRSTER hatte nämlich schon beobachtet, daß ein guter Abgleich der Meßspannung im Felde H_0^* durchaus nicht gleichbedeutend war mit einer entsprechend kleinen Nullfeldrestspannung und umgekehrt.

Als naheliegende Ursache kommt eine ungenügende Eingangssiebung vor der ersten Verstärkerstufe in Frage. Bei schlechter Kompensation der Grundschwingung ω kann dann über den Klirrfaktor des ersten Rohres eine falsche Spannung 2ω entstehen.

Nach Gl. (32) bleibt für die Grundschwingung eine Restspannung, deren Amplitude (unter Vernachlässigung des Phasenunterschiedes $\Phi_a - \Phi_b$)

$$\Delta \hat{u}_\omega^* = \frac{R_b}{r} A_b \cdot \frac{\hat{H}_{1a} - \hat{H}_{1b}}{\hat{H}_{1b}}.$$

Ist am Gitter des ersten Rohres davon noch der Bruchteil σ vorhanden und beträgt der Klirrfaktor dieses Rohres k dann konkurriert am Ausgang der ersten Verstärkerstufe die Störspannung

$$\sigma k \cdot \frac{R_b}{r} A_b \cdot \frac{\hat{H}_{1a} - \hat{H}_{1b}}{\hat{H}_{1b}}$$

mit der Meßspannung [nach Gl. (23) bzw. (31)]

$$\frac{R_b}{r} A_b \cdot 2 \cdot \frac{H'_0 - H''_0}{\hat{H}_1}.$$

Die Störspannung täuscht also eine Feldstärkendifferenz vor, von der Größe

$$H'_0 - H''_0 \approx \frac{\sigma k}{2} (\hat{H}_{1a} - \hat{H}_{1b}).$$

Bei den von FÖRSTER verwendeten Spulen, darf der Unterschied der Erregerfeldstärken zu mehreren Prozenten angenommen werden. Für die Eingangssiebung mit einem Resonanztransformator war $\sigma \sim 0,1$, so daß für $\frac{\sigma k}{2} \sim 10^{-3}$ zu setzen ist. Mit $\hat{H}_1 = 10$ Oe wird dann

$$H'_0 - H''_0 \sim 0,1 \text{ mOe}.$$

Die Abhängigkeit dieser Störspannung von der Erregerfrequenz erklärt sich natürlich dadurch, daß die Grundschwingung als solche nicht von \hat{H}_1 abhängt, aber beim Abgleich der Meßspannung auch eine bestehende Verschiedenheit der Erregerfeldstärken mitkompensiert wurde.

Praktisch genommen ist diese Störspannung aber harmlos, da sie durch schärfere Vorsiebung weiter zu unterdrücken ist. Die Überlegung zeigt gleichzeitig die Bedeutung einer guten Leerspulenauswahl, durch die $\frac{\hat{H}_{1a} - \hat{H}_{1b}}{\hat{H}_{1b}}$ leicht unter 10^{-3} gebracht werden kann.

Eine zweite Ursache der Nullfeldrestspannung liegt im Klirrfaktor des Erregerstromes. Er betrug bei den verwendeten Sendern etwa $k = 10^{-3}$. Dadurch erfährt die Geschwindigkeit des Erregerfeldes Änderungen, die unabhängig von H_0 sind. Die positiven und negativen Spannungsschübe werden auch im Felde $H_0 = 0$ nicht mehr kongruent sein, bei exakt gleichen Spulen sich aber gegenseitig kompensieren. Ein vorhandener Spulenunterschied läßt jedoch eine innerhalb ihrer Periode nicht mehr symmetrische Restspannung bestehen, die Ursache einer falschen 2ω -Spannung wird. In grober Abschätzung ergibt sich auch dafür bei 1% Spulenfehler ein entsprechender Feldstärkenwert von 10^{-1} mOe.

Bei ausgewählten Leerspulen und Kernen ergab sich in der Schaltung der Abb. 4 eine Restspannung, die meist unter der entsprechenden Feldstärke von $2 \cdot 10^{-2}$ mOe lag. Auch hierbei zeigte die Leerlaufschaltung Vorteile gegenüber der von FÖRSTER benutzten, so daß empfohlen werden kann, den in der

Leerlaufschaltung verlorenen Spannungsanteil besser durch eine weitere Verstärkerstufe auszugleichen als durch die Schaltung mit belasteten Sonden.

Zusammenfassung.

Für die Feldstärke- und Feldstärkedifferenzmessung magnetischer Felder durch Vormagnetisierung des Eisenkerns wechselstromdurchflossener Spulen wird eine Berechnung des Spektrums der Induktionsspannung durchgeführt, die vom Detailverlauf der Magnetisierungsschleife unabhängig ist und gleichzeitig die Verluste mitberücksichtigt. Für den Feldstärkedifferenzmesser wird das wichtige Problem des Spulenabgleichs untersucht und der Einfluß voneinander abweichender Spulen festgestellt. Es wird gezeigt, wie man mit der Meßschaltung eine Vorauswahl

der Leerspulen und Eisenkerne treffen kann, die für die in Leerlauf zu schaltende Sonde einen sehr einfachen und wirkungsvollen Spulenabgleich ermöglicht. An Stelle der von FÖRSTER benutzten Sondenausgangsschaltung, in der die Sonde belastet wird, wird die Leerlaufschaltung empfohlen.

Die Arbeit wurde im Institut für elektrische Nachrichtentechnik der Technischen Hochschule Stuttgart (Prof. Dr. FELDTKELLER) gefertigt, wo die einschlägigen Messungen in den Jahren 1944/45 durchgeführt wurden. In den Hauptgedanken schließt sie sich an die 1946 bei der T. H. Stuttgart eingereichte Dissertation des Verfassers an. Herrn Prof. FELDTKELLER bin ich nicht nur für das in seinem Institut gewährte Gastrecht zu großem Dank verpflichtet. Er hat durch sein andauerndes Interesse auch den Fortgang der Arbeit sehr gefördert.

Dr. MAX WURM, (14a) Crailsheim, Karlstr. 7.

Zum Problem der eindeutigen Frequenzmessung durch Vergleich mit festen Normalfrequenzen.

Von HUBERT MARTIN SCHMIDT.

Mit 8 Textabbildungen.

(Eingegangen am 29. November 1949.)

Durch die Einführung von Frequenznormalen höchster Genauigkeit, der sog. Quarzuhren [1], hat sich die Möglichkeit ergeben, zahlreiche elektrische Messungen vor allem im Gebiet hoher Frequenzen an Zeitnormale extremer Genauigkeit (Frequenzfehler $\leq 10^{-7}$) auszuschließen; ein grundlegender Fortschritt in der Zurückführung elektrischer Messungen auf die Grundeinheiten der absoluten Maßsysteme. Bedauerlicherweise haben sich diese Verfahren bei betriebsmäßig durchgeführten Präzisionsmessungen noch nicht in dem Umfang durchsetzen können, der ihrer tatsächlichen Bedeutung entspricht. Dies ist darauf zurückzuführen, daß der hierfür nötige Frequenzmeßvorgang selbst mit gewissen Schwierigkeiten verknüpft ist, deren Lösung in voller Allgemeinheit bisher noch nicht befriedigend geglückt war. Im folgenden werden diese Schwierigkeiten kurz beschrieben und ein genereller Weg zu ihrer Lösung angegeben.

Der Vergleich einer unbekannten Frequenz f_x mit einer bekannten Normalfrequenz f_n erfolgt durch die Bildung einer mit der Differenzfrequenz $f_d = f_n - f_x$ periodisch veränderlichen Erscheinung z. B. einer LISSAJOUS-Figur im Oszillographen, oder eines Wechselstromes durch Überlagern von f_n und f_x in einem Modulator. Der Frequenzvergleich mit LISSAJOUS-Figuren wurde bereits vollständig untersucht [2], so daß hier nicht darauf eingegangen zu werden braucht. Seine Anwendung ist außerdem auf die Fälle beschränkt, bei denen das Verhältnis von f_x/f_n sehr nahe einer rationalen Zahl m/n liegt, weil sonst die umlaufenden Figuren nicht ausgezählt werden können. Ferner darf m bzw. n höchstens in der Größenordnung von 10 liegen. Für Meßgeräte mit möglichst uneingeschränktem Frequenzbereich verwendet man deshalb vorzugsweise zur Bildung von f_d die Überlagerung von f_x und f_n in einem Modulator. Diese Differenzfrequenz wird dann mit einem geeigneten bekannten Meßverfahren bestimmt.

Ist ε_d die relative Meßunsicherheit der Differenzfrequenz f_d , dann ist die relative Unsicherheit der

f_x -Messung $\varepsilon_x = \varepsilon_d f_d/f_n$, wenn f_n als absolut genau angesehen wird, was in der Regel zulässig ist. Die Frequenz f_d ist also möglichst klein zu halten, damit die Genauigkeit von f_n voll ausgenutzt werden kann.

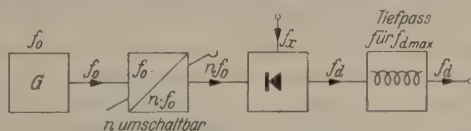


Abb. 1. Vergleich einer unbekannten Frequenz mit einzeln gesiebten Harmonischen einer Normalfrequenz.

Bei den gebräuchlichen Überlagerungswellenmessern macht dies keine Schwierigkeit, da hier f_n variabel ist und zur Nullschwebung mit f_x gebracht werden kann. Bei einem selbst nur wenig veränderlichen ($\pm 10\%$) Normalsender ist aber mit einer Mindestunsicherheit $\geq 10^{-4}$ bis 10^{-3} zu rechnen, so daß diese Methode für Präzisionsmessungen ausscheidet. Bei einem festen f_n wird aber immer ein endliches f_d bleiben. Wenn nur eine einzige Normalfrequenz zur Verfügung steht, nimmt die erreichbare Meßgenauigkeit um so mehr ab, je weiter abseits f_x von f_n liegt. Ist $f_{d\max}$ die dem höchstzulässigen Meßfehler $\varepsilon_{d\max}$ entsprechende Differenzfrequenz, so muß jeweils im Abstand $2f_{d\max}$ eine Normalfrequenz zur Verfügung stehen. Dies wird am einfachsten dadurch erreicht,

daß ein harmonisches Frequenzspektrum $\sum_{n=1}^N n 2f_{d\max}$

hergestellt wird. Dadurch wird für jedes $f_x < N 2f_{d\max}$ erreicht, daß $|f_d| \leq |f_{d\max}|$ wird. Abb. 1 zeigt das Prinzipschaltbild einer Meßanordnung. G ist der Generator für die Normalfrequenzgrundwelle $f_0 = 2f_{d\max}$. Darauf folgt ein Vervielfacher, in dem die Normalfrequenzoberwelle hergestellt wird, für die $|f_d| \leq |f_{d\max}|$ ist. Die Auswahl der richtigen Harmonischen erfolgt durch einen Tiefpaß im Ausgang des Modulators, in dem f_n und f_x überlagert werden. Die in Abb. 1 vorgesehene Herstellung von f_n durch einen umschaltbaren abgestimmten Vervielfacher ist aber nur in den

seltensten Fällen möglich, da meist mit so hohen Ordnungszahlen des Spektrums gearbeitet werden muß, daß die Selektion einzelner Harmonischer einen wirtschaftlich nicht tragbaren Aufwand erfordert. Diese hohen Ordnungszahlen $n = f_n / 2f_{d\max}$ sind erforderlich, da $\varepsilon_x / \varepsilon_d = f_d / n 2f_{d\max}$ ist. Das heißt der Meßfehler von f_x ist um den Faktor $2n$ kleiner als der der f_d -Messung. Eine Verbesserung der f_d -Meßgenauigkeit um den Faktor $2n = 100$ bis 1000 ist aber nötig, wenn der Aufwand der Überlagerungsmessung vertretbar bleiben soll. Bei Ordnungszahlen n , die schätzungsweise > 10 sind, ist für die umschaltbare Aussiebung einzelner Oberwellen ein erheblicher Aufwand erforderlich, auch wenn nach einem Vorschlag des Verfassers (veröffentlicht in [3], S. 290) der Aufwand an Selektionsmitteln durch gruppenweise Frequenzumsetzung wesentlich verringert wird, oder eine stufenweise Herabsetzung von f_d durch Kaskadenüberlagerung mit umschaltbaren Oberwellen dekadisch gestufter Grundfrequenzen ([3] S. 311) durchgeführt

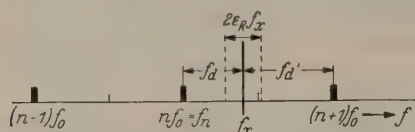


Abb. 2. Unbekannte Frequenz in der Nähe der Mitte zweier Normalfrequenzoberwellen. Fehlergrenze der f_x -Vormessung $\pm \varepsilon_R f_x$.

wird. In der Regel ist man darauf angewiesen, das gesamte Normalfrequenzspektrum auf den Modulator zu geben. Dann werden zwar mit allen Harmonischen des Spektrums Differenzfrequenzen gebildet, jedoch durch den Tiefpaß mit der Sperrfrequenz $f_{d\max}$ nur die Differenzfrequenz mit der f_x nächstgelegenen Harmonischen durchgelassen. Hierbei treten zwei Probleme auf, deren Lösung bisher noch nicht befriedigend gelungen war.

1. Bestimmung der Ordnungszahl n der Harmonischen, mit der f_x verglichen wird.

2. Feststellung, ob f_x um den Betrag $|f_d|$ höher oder tiefer als f_n liegt.

Zu 1.: Die gewöhnliche Art der Bestimmung der f_x nächstgelegenen Harmonischen geschieht durch eine vorherige Messung von f_x mit einem weniger genauen Verfahren z.B. einem Resonanzfrequenzmesser. Dieses Verfahren versagt aber, wenn f_x nahe der Mitte zweier Harmonischer liegt. Die relative Meßunsicherheit des Resonanzwellenmessers sei ε_R ; wenn $|f_{d\max}| - |f_d| \leq \varepsilon_R f_x$ ist, kann nicht entschieden werden, ob f_d mit der über — oder unterhalb f_x gelegenen Harmonischen gebildet wird. In diesem Falle tritt noch die weitere Schwierigkeit auf, daß die zwischen f_x und den beiden nächstliegenden Harmonischen $n f_0$ und $(n+1)f_0$ gebildeten Differenzfrequenzen f_d und f'_d durch den Tiefpaß mit der Sperrfrequenz $f_{d\max}$ nicht mehr getrennt werden können (Abb. 2). Diese Doppeldeutigkeit kann nur vermieden werden, wenn die Sperrfrequenz des Tiefpaßfilters kleiner als $f_{d\max}$ gemacht wird. Dann erscheint, wenn f_x sehr nahe der Mitte zweier Harmonischer liegt, überhaupt keine Differenzfrequenz. Diese Lücke läßt sich prinzipiell nur dann schließen, wenn zwei Spektren mit verschiedenem Frequenzabstand zur Verfügung stehen. Am einfachsten verwendet man als zweites Spektrum das der halben Grundfrequenz $f'_0 = f_{d\max}$. Da die Sperrfrequenz des Tiefpasses kleiner als $f_{d\max}$ ist, braucht

der Tiefpaß beim Arbeiten mit dem Hilfsspektrum nicht umgeschaltet zu werden. Wenn die absolute Meßunsicherheit des Resonanzwellenmessers kleiner als $f_{d\max}/2$ ist, läßt sich die Bestimmung der Ordnungszahl der verwendeten Oberwelle auf diese Weise immer erreichen. Diese Notwendigkeit einer Vormessung ist jedoch ein grundlegender Nachteil des Meßverfahrens.

Zu 2.: Es treten ferner Schwierigkeiten auf, wenn f_x so nahe bei f_n liegt, daß nicht mehr festgestellt werden kann, ob f_x um den Betrag $|f_d|$ über oder unter f_n liegt. Bei hohen Ordnungszahlen des Normalfrequenzspektrums tritt diese Schwierigkeit sehr leicht auf. Sie kann grundsätzlich behoben werden, wenn man f_x oder f_n um einen bekannten Betrag $|\delta f| < |f_d|$ nach oben oder unten verschiebt. Aus dem Größeren oder Kleinerwerden von f_d kann man feststellen, ob $f_x \leq f_n$ ist. Es ist zweckmäßig, eine Verschiebung von f_n durch eine Verstimmung von f_0 um den Betrag $|\delta f_0| < |f_d/n|$ in bekannter Richtung vorzunehmen. Dann ändert sich f_d um den Betrag $|\delta f_d| = |n \cdot \delta f_0|$. Aus der Richtung, in der diese f_d -Verstimmung erfolgt, kann man auf die Lage von f_x zu f_n schließen, während das Verhältnis $\delta f_d / \delta f_0 = n$ die Ordnungszahl der verwendeten Harmonischen ohne eine vorherige Messung angibt. Die Verschiebung von f_0 kann bei Meßplätzen, die zentral von einem festen Normalsender gespeist werden, durch Einseitenband-Modulation mit δf_0 [4] oder durch Hilfssender mit geeichter Verstimmungsskala [5] erfolgen. So elegant dieses Meßverfahren an sich ist, haftet ihm doch der Nachteil eines großen Aufwandes an Hilfsgeräten an. Außerdem entsteht bei nicht konstantem f_x die Gefahr von Fehlmessungen.

Eine Beseitigung all dieser Schwierigkeiten muß von einer Behebung der hauptsächlichsten Schwäche des ganzen Meßverfahrens ausgehen. Diese ist in der Tatsache begründet, daß entweder eine Vormessung von f_x erforderlich ist, bzw. wenn diese nicht möglich, eine Verschiebung von f_x zur Vorzeichenbestimmung von f_d allein, oder eine Verstimmung von f_0 zur Bestimmung des Vorzeichens von f_d und der Ordnungszahl von $f_n = n f_0$, erforderlich ist. Die Vorzeichenbestimmung von f_d , d.h. die Feststellung ob f_x über oder unterhalb f_n liegt, ist das meßtechnisch schwierigste Problem. Wodurch ist das Vorzeichen einer Frequenz gegeben? Auf eine allgemeine Analyse des Frequenzbegriffes soll hier nicht eingegangen werden, da es genügend plausibel sein dürfte zu behaupten, daß das Vorzeichen einer Frequenz die Richtung angibt, in der eine periodische Folge von Zuständen durchlaufen wird. Daraus ergibt sich, daß das Vorzeichen überhaupt dann physikalisch definierbar ist, wenn der Zustandsverlauf je nach der Durchlaufungsrichtung verschieden ist. Dies kann zutreffen oder nicht, je nachdem von welchem Anfangszustand aus man die Durchlaufung beginnt. Eine Sinusschwingung vom Nullpunkt aus in der positiven bzw. negativen Abszissenrichtung durchlaufen ergibt einen feststellbaren Unterschied, da $\sin(-x) = -\sin x$. Eine Durchlaufung z.B. vom Punkte $x = \pi/2$ aus ergibt aber keinen Unterschied, da $\sin(\pi/2 + x) = \cos x = \sin(\pi/2 - x)$. Eine eindeutige Kennzeichnung des Ausgangspunktes der Zeitzählung ist aber nur beim Vorhandensein einer zusätzlichen Schwingung möglich, die als Zeitmarkierung dient. In der praktischen

Anwendung einer solchen Kennzeichenschwingung bestehen zwei Möglichkeiten. Die erste besteht darin, der sinusförmigen Schwingung, deren Durchlaufungsrichtung festgelegt werden soll, eine weitere Schwingung bzw. ein harmonisches Frequenzgemisch derart zu überlagern, daß für die resultierende periodische Summenschwingung

$$p(\omega t) = \sin \omega t + \sum_{n=2}^{n=N} b_n \sin(n\omega t + \varphi_n)$$

kein Zeitpunkt t_0 angegeben werden kann, bei dem nicht die Ungleichung $p(\omega t_0 + \omega t) \neq p(\omega t_0 - \omega t)$ erfüllt wäre, oder anders ausgedrückt, $p(\omega t)$ darf bei keiner Verschiebung des Abszissennullpunktes als gerade Funktion darstellbar sein.

Der geometrisch einfachste Fall eines solchen Verlaufes ist die Sägezahnsschwingung. Der analytisch einfachste Fall besteht in der Überlagerung $A \sin \omega t + B \sin 2\omega t$. Mit $B/A = \frac{1}{2}$ sind dies die beiden ersten Harmonischen der FOURIER-Zerlegung einer Sägezahnsschwingung. Hierbei ist allerdings die Phasenlage der Hilfsschwingung von Bedeutung. Wenn die zweite Harmonische um $\pi/2$ verschoben wird, d. h. $\sin \omega t + \cos 2\omega t$ gebildet wird, entstehen zwei Symmetrieachsen je Periode der Grundschwingung und zwar bei $\omega t = \pi/2$ und $3 \cdot \pi/2$. Verwendet man die dritte Harmonische als Hilfsschwingung, dann muß diese zur Vermeidung von Symmetrien in cosinus-Lage, bzw. darf exakt ausgedrückt, nicht in sinus-Lage sein. Denn auch dann bekäme man Symmetrieachsen bei $\omega t = \pi/2$ und $3 \cdot \pi/2$. Als allgemeine Regel kann man angeben, daß eine eindeutige Kennzeichnung der Durchlaufungsrichtung nur dann möglich ist, wenn die Symmetrieachsen der beiden Teilschwingungen nicht zusammenfallen. Diese Regel ist auch gültig, wenn man die zweite Möglichkeit benutzt, die Markierungsschwingung getrennt von der gemessenen Schwingung herzustellen. Dann bekommt man den Vorteil, daß man zur Zeitfolgemarkierung eine Schwingung der gleichen Frequenz verwenden kann. An diese ist nur die Forderung zu stellen, daß die Maxima bzw. Minima der Momentanwerte, die bei der Sinusschwingung die Ordinaten der Symmetrieachsen bilden, nicht zusammenfallen. Das heißt die Phasenverschiebung $|\varphi|$ zwischen beiden Schwingungen darf nicht 0 bzw. 180° sein. Sonst sind prinzipiell keine Forderungen an die Vergleichsschwingung zu stellen. Dann ist meßtechnisch das Vorzeichen von ωt , d. h. das Vorzeichen von ω , da die Zeitrichtung nicht umkehrbar ist, durch das Vorzeichen des Phasenwinkels φ zwischen den beiden Schwingungen gegeben. Denn $\sin \omega t$ und $\sin \omega t + \varphi$ geben bei Vorzeichenwechsel von ω die Ausdrücke $-\sin \omega t$, und $-\sin(\omega t - \varphi)$. Dieser Phasenwinkel φ kann in einem Phasenmesser gemessen werden, an den außer der richtigen Anzeige des Vorzeichens keine Genauigkeitsforderungen gestellt werden brauchen.

Die Anwendung der ersten Kennzeichnungsmöglichkeit für die Vorzeichenbestimmung von f_d würde also fordern, daß die Differenzschwingung einen Kurvenverlauf mit dem Charakter einer Sägezahnsschwingung bekommt. Dies läßt sich nach Abb. 6 praktisch z. B. dadurch erreichen, daß man f_x als Sägezahnsschwingung und f_n als Folge kurzer Impulse herstellt (oder umgekehrt) und in einem Spitzen-

gleichrichter überlagert. Die Hüllkurve der Differenzschwingung läßt dann nach Abb. 6 das Vorzeichen der Frequenz ohne weiteres erkennen. Es genügt übrigens, wenn nicht f_x selbst, sondern f_0 als genügend kurzer Impuls hergestellt wird. Eine gute Kennlichkeit des



Abb. 3. Sägezahnsschwingung als einfaches Beispiel einer periodischen Kurve ohne Symmetrieachsen.

Richtungssinnes der Differenzschwingung erhält man so lange, als der f_0 -Impuls nicht länger als die Rückkippzeit der f_x -Sägezahnsschwingung wird. Da genügend unsymmetrische Kippschwingungen ohne

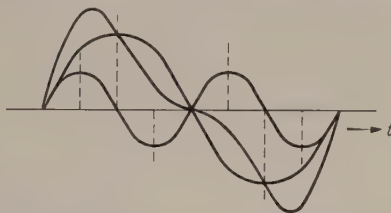


Abb. 4. Überlagerung von $\sin x$ und $\frac{1}{2} \sin 2x$ als Beispiel einer periodischen Kurve ohne Symmetrieachse. — — — Symmetrieachsen der Teilschwingungen.

großen Schaltaufwand nur bis zu einigen hundert kHz hergestellt werden können, ist dieses Verfahren nur im Ton- und Trägerfrequenzbereich anwendbar. Da es auch keine Möglichkeit bringt, die Ordnungszahl

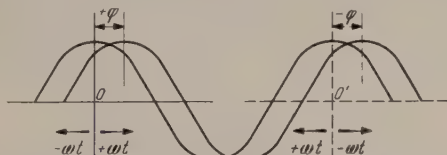


Abb. 5. Getrennte Vergleichsschwingung gleicher Frequenz mit Phasenwinkel φ . Vorzeichenumkehr von φ bei Vorzeichenumkehr von ωt .

von f_n ohne Vormessung zu bestimmen, wird man es zweckmäßig dann verwenden, wenn keine Ordnungszahlbestimmung nötig ist, z. B. beim Registrieren der Frequenzdifferenz eines festen Senders gegenüber

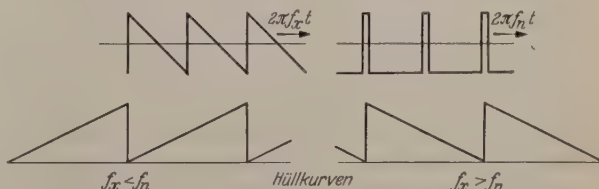


Abb. 6. Überlagerung von Impuls- und Sägezahnsschwingung.

einem Normalsender. Dann differenziert man die Differenzschwingung zweckmäßig noch mit einem $C-R$ -Spannungsteiler und erhält dann je nach dem Vorzeichen von f_d positive oder negative Impulse. Die technische Bedeutung dieses Verfahrens ist gering. Neben dem Bestehenbleiben der Schwierigkeiten in der Ordnungszahlbestimmung tritt noch die störende Erscheinung auf, daß bei einer Überlagerung der stark oberwellenhaltigen f_n - und f_x -Schwingungen eine große Zahl Kombinationsfrequenzen auftreten. Diese fallen, wenn $|m f_0| - |n f_x| < f_{d \max}$ ist, in den Durchlaßbereich des Tiefpasses hinter dem Modulator und können zu Fehlmessungen führen.

Die zweite Kennzeichnungsmöglichkeit des Vorzeichens mit getrennter Hilfsschwingung hat eine wesentlich größere technische Bedeutung. Es bleibt jedoch die Frage zu klären, wie man die Hilfsschwingung am einfachsten herstellt. Dies geschieht durch Ausnützung der bekannten Tatsache, daß bei der Frequenzwandlung durch Überlagerung die Phasenwinkel der Eingangsschwingungen ebenso wie deren Frequenzen in den Mischprodukten addiert bzw. subtrahiert werden. Überlagert man z.B. wie in Abb. 7

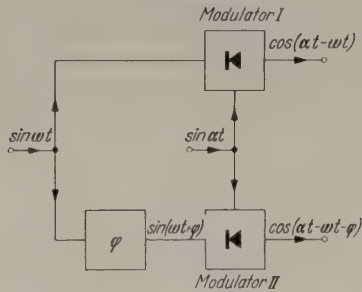


Abb. 7. Überlagerung mit zwei phasenverschobenen Vergleichsfrequenzen.

die Schwingung $\sin \alpha t$ im Modulator I mit $\sin \omega t$ und im Modulator II mit $\sin(\omega t + \varphi)$, dann sind die beiden auftretenden Differenzschwingungen $\cos(\alpha - \omega)t$ und $\cos(\alpha - \omega)t - \varphi$. Bei Mischprodukten höheren

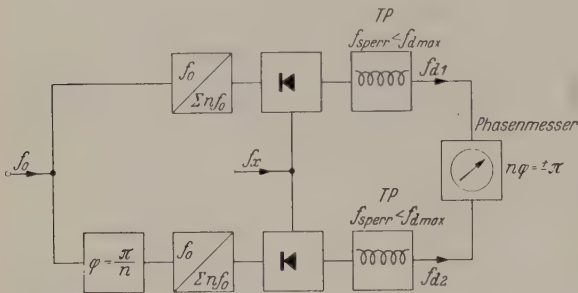


Abb. 8. Meßanordnung für f_x durch Vergleich mit zwei phasenverschobenen Normalfrequenzspektren.

Ordnung erscheint der Phasenwinkel mit der gleichen Ordnungszahl multipliziert wie die zugehörige Frequenz.

Wir betrachten jetzt den Fall: $f_n = \omega/2\pi$ und $f_x = \alpha/2\pi$. Im Modulator I wird dann $\sin 2\pi f_x \cdot \sin 2\pi f_n$, im Modulator II $\sin 2\pi f_x \cdot \sin 2\pi f_n + \varphi$ gebildet. Aus der Produktentwicklung entstehen in den Ausgängen die Differenzschwingungen I: $\cos 2\pi(f_x - f_n)t$ und II: $\cos(2\pi(f_x - f_n)t - \varphi)$. Der Phasenwinkel φ zwischen den Differenzschwingungen ist also erhalten geblieben. Setzt man $f_x - f_n = f_d$, so entstehen, wenn $f_x > f_n$: I $\cos 2\pi f_d t$, II: $\cos 2\pi f_d t - \varphi$. Ist jedoch $f_d < f_n$, dann entstehen: I $\cos -2\pi f_d t = \cos 2\pi f_d t$, II: $\cos -2\pi f_d t - \varphi = \cos 2\pi f_d t + \varphi$. Das Vorzeichen von φ wechselt also mit dem von f_d , womit die Bestimmung von $f_x \geq f_n$ ermöglicht wird [6]. In den Fällen, in denen mit einem Normalfrequenzspektrum überlagert wird, ist man jedoch nicht in der Lage, einer einzelnen Harmonischen $n \cdot f_0$ den Phasenwinkel φ getrennt zu erteilen. Dann legt man entweder die Hilfsphase in den f_x -Zweig, so daß in Abb. 7 $\omega = 2\pi f_x$ und $\alpha = 2\pi f_n$, hat aber den Nachteil, die Phasendrehung bei variablen Frequenzen vornehmen zu müssen, oder man erteilt die Phasenverschiebung der Grundfrequenz vor der Vervielfachung; Abb. 8. Dann wird der Phasenwinkel der Grundfrequenz ebenso wie diese selbst vervielfacht. Bezüglich des Vorzeichens

ist jedoch die Erscheinung zu beachten, daß das Vorzeichen der FOURIER-Koeffizienten unter Umständen wechseln kann. Bei welcher Ordnungszahl dieser Vorzeichenwechsel eintritt, hängt von der Kurvenform ab, die im Vervielfacher hergestellt wird. Ein richtig dimensionierter Frequenzvervielfacher für Überlagerungszwecke arbeitet jedoch mit Ordnungszahlen, bei denen noch kein Vorzeichenwechsel und die damit verbundene Amplitudenabnahme der Oberwellen stattfindet. Diese Erscheinung würde überhaupt nicht stören, wenn man mit Sicherheit erreichen könnte, daß dieser Vorzeichenwechsel in beiden Vervielfachern von Abb. 8 bei der gleichen Ordnungszahl stattfindet.

Dies stellt jedoch eine hohe Anforderung an die Gleichheit der erzeugten Kurvenformen, die schwer einzuhalten ist. Wenn man es etwa in einem Ausnahmefall nicht vermeiden kann mit solchen Oberwellen zu arbeiten, ist eine vorherige Kontrollmessung mit bekanntem f_x (Meßsender) vorzunehmen.

Die Tatsache, daß eine Phasenverschiebung der Grundfrequenz bei der n -Harmonischen mit dem n -fachen Betrag erscheint, kann zu einer Bestimmung der Ordnungszahl n herangezogen werden. Voraussetzung ist, daß der Phasenwinkel $n\varphi$ zwischen den Differenzfrequenzen $< \pi$ bleibt und mit einer relativen Meßunsicherheit $< 1/n$ bestimmt werden kann. Das heißt $\varphi \leq \pi/n$. Die erforderliche Meßgenauigkeit in der Einstellung von φ ist bei der festen Frequenz f_0 leichter zu erreichen als bei der variablen Frequenz f_d , da einfache, frequenzunabhängige Phasenmeßverfahren verhältnismäßig ungenau sind. Man stellt deshalb besser mit einem genau geeichten Phasenschieber einen solchen Phasenwinkel φ zwischen den Grundfrequenzen f_0 ein, daß $n\varphi$ genau $\pm \pi$ wird. Das Bestehen einer Phasenverschiebung von 180° kann frequenzunabhängig auf verschiedene Weise sehr genau festgestellt werden, z.B. durch ein BRAUNSCHE Rohre. Bei Verwendung eines BRAUNSCHE Rohres läßt sich auch eine exakte Nullpunkteinstellung des f_0 -Phasenschiebers erreichen. Diese vorherige Einstellung des Nullpunktes ist bei genaueren Messungen nicht zu umgehen, weil nicht vorausgesetzt werden kann, daß die hinter den beiden Überlagern befindlichen Tiefpässe zur Begrenzung von $f_{d\max}$ (Abb. 8) genau den gleichen Phasengang der Frequenz haben, so daß bei variablem f_d mit verschiedenen Phasen zwischen f_{d1} und f_{d2} gerechnet werden muß, auch wenn $\varphi = 0$ ist. Auf die Einzelheiten der möglichen Phasenmeßmethoden soll nicht näher eingegangen werden, weil sie das Wesen des hier beschriebenen Frequenzvergleichsverfahrens nicht berühren und je nach den praktischen Anforderungen ausgewählt werden müssen. Zum Beispiel wird bei sehr niedrigen Differenzfrequenzen wie sie etwa bei der Gleichlaufsteuerung von Rundfunksendern oder der Trägersynchronisierung von FM-Sendern vorkommen, die Phasenmessung zweckmäßig mit einer Relaisanordnung [6] vorgenommen. Ein mit einem Dreiphasendrehfeld und Relais arbeitendes Vergleichsverfahren, das jedoch einen etwas größeren Aufwand benötigt, wurde neuerdings von SEWIG [7] beschrieben.

Das Verfahren zur Vorzeichenbestimmung der Differenzfrequenz durch Vorzeichenbestimmung des Phasenwinkels wurde vom Verfasser vor einigen Jahren bei der Firma Rohde und Schwarz, München angegeben. Seine Anwendung zur Fernregelung von

endern wurde in [8] beschrieben. Die Bestimmung der Oberwellenordnungszahl durch Phasenvergleich wurde in den Jahren 1945/46 vom Verfasser entwickelt. Frequenzmesser nach diesem Prinzip werden von der Firma Arthur Schomandl, München 27 hergestellt.

Zusammenfassung.

Beim Vergleich einer unbekannten Frequenz f_x mit dem Oberwellenspektrum einer Normalfrequenz f_0 ist es nötig zu bestimmen, welcher Harmonischen nf_0 die Frequenz f_x am nächsten liegt und ob sie um den Betrag f_d der Differenzfrequenz über oder unter nf_0 liegt. Diese Bestimmungen werden dadurch ermöglicht, daß f_x außer mit dem zur Bildung der Differenzfrequenz $f_x - nf_0$ nötigen f_0 -Oberwellenspektrum in einem zweiten Modulator mit einem f_0 -Spektrum überlagert wird, dessen Grundfrequenz um einen bekannten

Phasenwinkel φ verschoben ist. Der Phasenunterschied zwischen den gebildeten Differenzfrequenzen ist $\pm n\varphi$, je nachdem ob f_x höher oder niedriger als die nächstliegende Normalfrequenzoberwelle nf_0 ist. Die Ordnungszahl n ist durch das Verhältnis der Phasenwinkel zwischen den Differenzfrequenzen und den Grundfrequenzen gegeben.

Literatur. [1] SCHEIBE, A.: Arch. techn. Messen **153**, 1 (1941) (dort weitere Literatur). — [2] BADER, W.: Arch. Elektrotechn. **39**, 115 (1948) (dort weitere Literatur). — [3] ROHDE, L.: Fortschr. Hochfrequenztechn. **2**, 242 (1943). — [4] SCHMIDT, H. M.: D.R.Pat.-Anm. vom 3. 2. 42, L 106724 (Anm. AEG). — [5] ROHDE, L., u. H. M. SCHMIDT: Telegr.-u. Fernspr.-Techn. **32**, 211 (1943). — [6] SCHMIDT, H. M.: D.R.Pat.-Anm. vom 30. 4. 43, P 86058 (Anm. H. M. SCHMIDT). [7] SEWIG, R.: Z. angew. Phys. **1**, 49 (1948). — [8] ROHDE, L., u. R. LEONHARDT: Fernmeldetechn. Z. **2**, 85 (1949).

H. M. SCHMIDT, Pforzheim, Östliche 132.

Berichte.

Die Cerenkov-Strahlung.

Von EDUARD MAURER und HEINRICH KOLZ.

(Aus dem Physikalischen Institut der Technischen Hochschule München.)

Mit 9 Textabbildungen.

(Eingegangen am 27. Januar 1950.)

I. Erzeugung und Eigenschaften der Strahlung.

Im Jahr 1934 entdeckte der russische Physiker A. CERENKOV [1] die nach ihm benannte Strahlung, die in Deutschland wenig bekannt wurde, da die wissenschaftlichen Untersuchungen hierüber ausschließlich in Rußland und den USA. durchgeführt und veröffentlicht wurden.

Vorweggenommen sei, daß es sich bei der CERENKOV-Strahlung um elektromagnetische Strahlung, also um Licht handelt, und zwar im sichtbaren Bereich bis ins Ultrarote, vornehmlich aber im Ultraviolett bis zu den kürzesten Wellenlängen. Ausgenommen sind nur Röntgenstrahlen aus einem Grund, der sich später bei der Behandlung der Theorie ergeben wird.

Einen besonderen Namen hat die Strahlung nur wegen der eigentümlichen Art ihrer Entstehung erhalten und wegen der charakteristischen Eigenschaften, die in dieser Entstehung begründet sind.

CERENKOV und seine Mitarbeiter WAWILOV und GRUMBERG benutzten die in Abb. 1 skizzierte Versuchsanordnung.

Ein dünnwandiges Quarzkölbchen, das mit einer klar durchsichtigen Flüssigkeit wie Wasser, Benzol, verschiedenen Alkoholen, Schwefelkohlenstoff usw. gefüllt ist, steht in einem konischen Spiegel von 90° Öffnungswinkel, dessen spiegelnde Fläche nach der Innenseite des Kegels gerichtet ist. Dieser Kegelspiegel hat nur den Zweck, alle Seiten des Kölbchens mit einem Blick von oben übersehen zu können. In dem Spiegel befindet sich eine Bohrung, durch die ein mit mehreren Blenden versehenes Rohr geführt ist. Durch dieses Rohr fällt die von einem Radiumpräparat herrührende γ -Strahlung auf das Kölbchen.

CERENKOV beobachtete zunächst ein schwaches leuchtbares blauviolett Leuchten der Flüssigkeit, dessen nähere Untersuchung folgende Eigenschaften ergab:

1. Bei einem Blick von oben in den Kegelspiegel zeigt sich eine eigentümliche Richtungsabhängigkeit (s. Abb. 2 aus einer späteren Arbeit CERENKOVs). Es ist nicht wie bei einer Lumineszenzerscheinung gleichmäßig nach allen Richtungen verteilt, sondern weist zwei diffuse aber deutlich erkennbare Intensitäts-

Beobachter

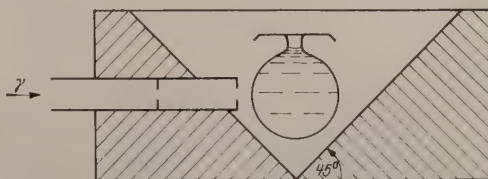


Abb. 1. Versuchsanordnung zur Beobachtung der CERENKOV-Strahlung nach CERENKOV.

maxima rechts und links symmetrisch zur Richtung der einfallenden γ -Strahlen auf. Mit zunehmendem Winkel gegen diese Ausgangsrichtung nimmt die Intensität dann schnell wieder ab.

2. Die Strahlung ist teilweise polarisiert. Der elektrische Vektor liegt vorwiegend den einfallenden γ -Strahlen parallel.

3. Das Leuchten liegt hauptsächlich im blauvioletten Teil des Spektrums und im langwelligen Ultraviolett, erstreckt sich aber kontinuierlich über den ganzen schon eingangs erwähnten Spektralbereich.

Ferner zeigte sich neben diesen drei Haupteigenschaften:

4. Das Leuchten ist nicht auslöschar durch aktive Fluoreszenzlöcher (z. B. Kaliumjodid in Wasser).

5. Es ist unabhängig von Temperatur, Viskosität und Verunreinigungen der untersuchten Flüssigkeit.

6. Die relative Intensität des Leuchtens war bei den untersuchten Flüssigkeiten nur wenig verschieden. Sie ergab sich sehr genau als umgekehrt proportional der Dichte der Flüssigkeit und unabhängig von ihren sonstigen Eigenschaften.

7. Versuche mit Röntgenstrahlen (statt der γ -Strahlen) von 32 bis 34 kV waren negativ.

Allein aus den drei zuerst genannten Haupteigenschaften folgt schon, daß es sich nicht um eine der bekannten Lumineszenzerscheinungen handeln kann.

Die in Abb. 2 wiedergegebenen Photographien CERENKOVs wurden gemacht mit einer γ -Strahlenquelle, die 794 mg Radium äquivalent war. Die

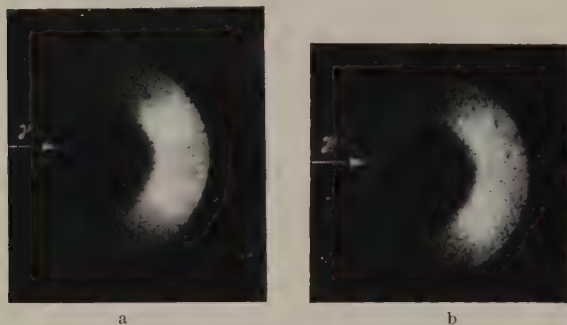


Abb. 2a u. b. Photographische Aufnahmen der CERENKOV-Strahlung im Kegelspiegel nach CERENKOV [1]. a Wasser; b Benzol.

β -Strahlung wurde mit 2 mm Blei abgehalten. Bei einem Objektiv f/1,4 betrug die Belichtungszeit hierbei 72 Std.

Bereits 1934 vermutete WAWILOW [2], daß die Ursache der neuen Strahlung primär nicht in den γ -Strahlen, sondern in den von ihnen ausgelösten COMPTON-Elektronen zu suchen sei. Nach seiner Ansicht sollte eine gewisse Verwandtschaft mit der kontinuierlichen Röntgenbremsstrahlung bestehen. Diese Annahme ließ sich leicht prüfen.

Wird die Versuchsanordnung CERENKOVs in ein Magnetfeld gebracht, dessen Kraftlinien parallel zur Achse des Kegelspiegels verlaufen (senkrecht zur Richtung der einfallenden γ -Strahlen), so muß die ganze Leuchterscheinung grundsätzlich dieselbe bleiben, nur daß sie wegen der Ablenkung der Elektronen im Magnetfeld um die Kegelachse verdreht erscheint. Verlaufen die Kraftlinien parallel zur Richtung der einfallenden γ -Strahlen, so darf sich keine Änderung ergeben. Tatsächlich zeigten die Versuche dieses Ergebnis.

1937 kontrollierte CERENKOV nochmals die Hypothese WAWILOWS durch Wiederholung der Versuche mit möglichst reinen harten β -Strahlen. Verwendet wurde beispielsweise ein Radiumpräparat von 20 mg nebst einigen Ampullen Radon, so daß insgesamt eine β -Strahlenquelle zur Verfügung stand, die 64 mg Radium äquivalent war. Das störende Selbstleuchten des Präparats wurde durch eine Aluminiumfolie von 5 μ Dicke abgeschirmt. Die Glaswandungen der Präparatbehälter hatten eine Dicke von 80 bis 100 μ und das Flüssigkeitskölbchen erhielt ein Glimmerfenster von 20 bis 30 μ Dicke. Auf diese Weise wurden

nur die langsamsten Elektronen zurückgehalten. Die Dicke der durchstrahlten Flüssigkeitsschicht betrug etwa 1 cm, was praktisch zur vollständigen Absorption aller Elektronen genügt (bei größerer Schichtdicke würde die Wirkung der vom Präparat ebenfalls ausgesandten γ -Strahlung stören).

Der Effekt war derselbe wie bei der Verwendung der γ -Strahlung nur mit viel größerer Helligkeit. Zum Teil konnte eine Polarisierung bis zu 50% beobachtet werden. Der elektrische Vektor lag wieder vorwiegend parallel zum einfallenden β -Strahl.

Bei quantitativen Messungen pflegte CERENKOV die γ -Strahlen vor den β -Strahlen zu bevorzugen, da die letzteren im wesentlichen bereits in einer ziemlich dünnen Schicht der Flüssigkeit absorbiert werden. Es leuchtet daher hauptsächlich nur diese dünne Oberflächenschicht. Die bei der γ -Strahlung ausgelösten COMPTON-Elektronen sind dagegen über die ganze durchstrahlte Flüssigkeit gleichmäßig verteilt. Ihr größerer Streuwinkel störte CERENKOV weniger; der größte Teil gerade der wesentlichen schnellsten COMPTON-Elektronen fällt doch hauptsächlich in die Richtung des einfallenden γ -Strahls.

Die schönsten Photographien der CERENKOV-Strahlung wurden 1938 von COLLINS und REILING [3] gewonnen. 1937 hatten FRANK und TAMM [4] bereits eine Theorie des Effekts entwickelt, so daß jetzt schon Klarheit über die Versuchsbedingungen herrschte, welche die charakteristischen Eigenschaften der Strahlung (insbesondere den Richtungseffekt) möglichst deutlich in Erscheinung treten lassen, nämlich: Verwendung eines möglichst parallelen Elektronenstrahlbündels von möglichst großer und homogener Geschwindigkeit (unter einer gewissen Minimalgeschwindigkeit tritt der Effekt überhaupt nicht auf).

COLLINS und REILING verwandten daher keine radioaktiven Substanzen sondern einen Hochspannungsgenerator von maximal 2000 kV (Geschwindigkeit der Elektronen = 0,98 der Lichtgeschwindigkeit) mit einer Stromstärke von 10 μ A. Der Elektronenstrahl wurde gut ausgeblendet. Die untersuchten Substanzen wurden als dünne Filme (20 μ bis 1 mm Dicke) verwendet, um auch innerhalb der Substanz möglichst keine Geschwindigkeitsminderung und Ablenkung der Elektronen zu erhalten. Flüssigkeiten wurden als kapillare Schichten untersucht, die über ein Loch in einem Kupferblech gezogen waren. Die Dicke der Flüssigkeitsschicht ergab sich aus der Blechdicke.

COLLINS und REILING kamen auf Belichtungszeiten von etwa 10 sec. Ihre Aufnahmen für Wasser, Glas, Glimmer und Cellophan im Kegelspiegel nach CERENKOV sind in Abb. 3 wiedergegeben. Der β -Strahl tritt auf allen Photographien von unten her ein. Die charakteristischen Maxima der Intensitätsverteilung sind besonders bei den dünnsten Schichten (möglichst homogene Geschwindigkeit der Elektronen in der Schicht) viel ausgeprägter als bei CERENKOV, dessen Versuchsbedingungen lang nicht so scharf definiert waren. Zum Vergleich ist noch die Leuchterscheinung einer fluoreszierenden Substanz (Willemite, Zn_2SiO_4) wiedergegeben, die diese Maxima natürlich nicht aufweist (die Unterbrechungsstelle rechts oben bei dieser Aufnahme ist rein technisch bedingt).

Ferner ist in Abb. 4 das von COLLINS und REILING mit einem Quarzspektrographen und breitem Spalt erhaltene Spektrum der CERENKOV-Strahlung für Wasser, Alkohol und Benzol wiedergegeben (Geschwindigkeit der Elektronen = 0,9 der Lichtgeschwindigkeit). Zum Vergleich kann das ebenfalls ergebene Spektrum einer Wolframlampe dienen. Man erkennt, daß die CERENKOV-Strahlung hauptsächlich im Blauvioletten und im Ultraviolett liegt. Der Intensitätsabfall der Strahlung im Ultraviolett nach den kurzen Wellenlängen hin wird tatsächlich nicht so stark sein, wie es den Aufnahmen nach den Anschein hat. Dieser Intensitätsabfall ist wohl wesentlich durch die stark wachsende Dispersion des Quarzspektrographen bei kleiner werdender Wellenlänge bedingt.

Visuell wurde das Spektrum von COLLINS und REILING mit einem Glasspektroskop mit größerer Dispersion und engem Spalt untersucht. Es zeigte sich keinerlei Feinstruktur.

II. Vergleich der CERENKOV-Strahlung mit ähnlichen Erscheinungen.

Wenn man sich fragt, auf welche Weise beim CERENKOV-Effekt die bewegten Elektronen eine Strahlung von kontinuierlichem Spektrum verursachen können, so wird man zunächst wie WAWILOV (s. oben) an eine Bremsstrahlung denken, also etwa an ein langwelliges bis ins Sichtbare reichendes Ende eines Röntgenbremskontinuums. Ist ein solches sichtbares Strahlungskontinuum gebremster Elektronen bereits anderweitig beobachtet worden?

Man hat das sog. „LILIENFELD-Leuchten“ und die damit verwandten Leuchterscheinungen so gedeutet.

1919 beobachtete LILIENFELD [5] in der von ihm erfundenen Röntgenröhre (der ersten Hochvakuumröhre) eine schwaches blaugraues Leuchten an der Stelle, an der die Elektronen auf die Antikathode auftreffen. Dieses Leuchten kann nur an dem Vakuumrohr nach LILIENFELD beobachtet werden, da hier nicht nur die bei den älteren Ionenröhren störende Fluoreszenz der Glaswandung wegfällt, sondern weil sich nur bei ihm wegen der Eigentümlichkeit seiner Konstruktion auch das von der glühenden Kathode herrührende Licht leicht abblenden läßt.

LILIENFELD selbst und nach ihm FORTE, MEGGERS und CHENAULT haben dieses Leuchten bei verschiedenen Spannungen und verschiedenem Antikathodenmaterial untersucht und gefunden, daß sein Spektrum kontinuierlich über das ganze sichtbare und ultraviolette Gebiet reicht.

Eingehender sind die Untersuchungen von COHN [6] über diesen Effekt aus den Jahren 1931 und 1932. COHN unterscheidet drei verwandte Leuchterscheinungen:

1. Das Antikathodenleuchten wie bei LILIENFELD. Es wurde untersucht bei Spannungen von 10 bis 40 kV und Gasdrucken bis herauf zu 10^{-3} mm Hg, wo es zugunsten des Gasleuchtens verschwindet. Es zeigte sich, daß zum Zustandekommen dieses Leuchtens Gaseste erforderlich sind (das Original-LILIENFELD-Rohr hat für heutige Begriffe kein gutes Hochvakuum). Gewisse Ausnahmen von diesem normalen Verhalten zeigten nur Antikathoden aus radioaktiven Metallen (Thorium, Polonium, Uran).

2. Der „Aeonaeffekt“. Strömen Elektronen im Hochvakuum aus einer feinen Spitze aus, so zeigen sich auf einer Gegenelektrode in etwa 1 mm Abstand unter der Wirkung des auftreffenden Elektronenstroms symmetrisch verteilte blaugraue Lichtpunkte.

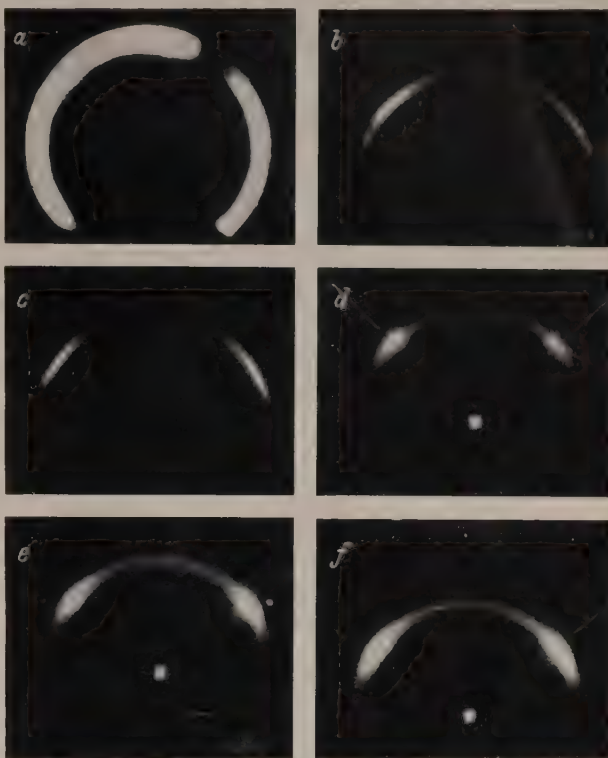


Abb. 3a—f. Photographische Aufnahmen der CERENKOV-Strahlung im Kegelspiegel nach COLLINS und REILING [3]. a Fluoreszierende Substanz (Willemit); b Wasser 1 mm; c Wasser 0,3 mm; d Glas 0,06 mm; e Glimmer 0,02 mm; f Cellophan 0,02 mm.

Die Spannung betrug 15 bis 20 kV, der Elektronenstrom 1 bis 10 mA. Die Leuchterscheinung ist unabhängig von einem geringen Gaszusatz (unter 10^{-4} mm Hg).

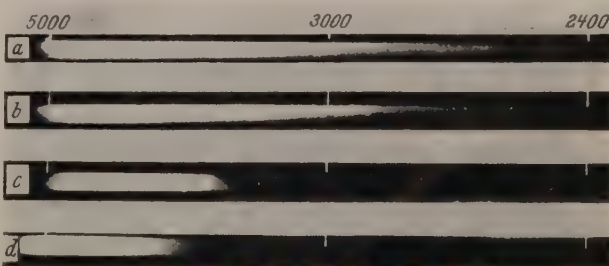


Abb. 4a—d. Spektrum der CERENKOV-Strahlung nach COLLINS und REILING [3]. a Wasser; b Alkohol; c Benzol; d Wolframlampe.

3. Das kontinuierliche Spektrum von Gasen und Dämpfen bei geringem Druck, das bei einer Einsatzzspannung von etwa 24 kV auftritt und bis zu Spannungen von 78 kV untersucht wurde. Mit dem Leuchten trat eine weiche Röntgenstrahlung auf.

Schon LILIENFELD hat das nach ihm benannte Leuchten als Bremsstrahlung der Elektronen gedeutet. Neuerdings wird dies allerdings von SOMMERMEYER [7] bestritten und die Erscheinung als Plasmawicklung von Gasresten an der Antikathodenoberfläche gedeutet. Jedenfalls bestehen hier noch manche Unklarheiten.

In all diesen erwähnten Fällen handelte es sich um Leuchterscheinungen, deren Spektrum im ganzen untersuchten Bereich von 2000 bis 6500 Å kontinuierlich war. Zum Unterschied von der CERENKOV-Strahlung zeigten sich jedoch niemals die hierfür charakteristischen Intensitätsmaxima seitlich vom auffallenden Elektronenstrahl. Ferner hat das Spektrum dieser Leuchterscheinungen bei etwa 4600 Å ein ausgeprägtes Intensitätsmaximum, das die CERENKOV-Strahlung nicht aufweist. Schließlich fehlt dort

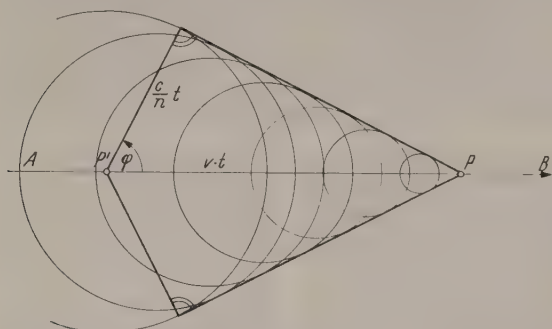


Abb. 5. Entstehung der CERENKOV-Strahlung nach der Hypothese von FRANK und TAMM.

auch die verhältnismäßig starke Polarisierung der CERENKOV-Strahlung. Für diesen letzteren Punkt gilt allerdings eine Ausnahme: Das Leuchten des Original-LILIENFELD-Rohrs (und nur dieses) weist eine

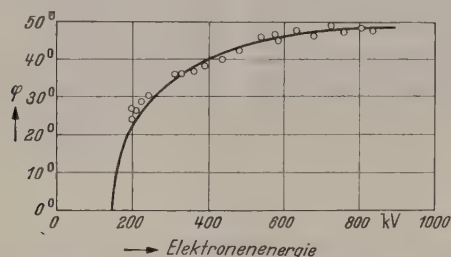


Abb. 6. Abhängigkeit des Winkels φ der CERENKOV-Strahlung gegen die Bewegungsrichtung der Elektronen von der Elektronenenergie nach WYKOFF und HENDERSON.

Polarisation mit einem elektrischen Vektor senkrecht zur Oberfläche der Antikathode auf (über diesen ungeklärten Punkt vgl. SOMMERMEYER [7]).

Endlich sei noch bemerkt, daß nach FINKELNBURG [8] bei allen stromstarken Funkenentladungen bei geringen und hohen Gasdrücken ausgedehnte kontinuierliche Spektren auftreten, die nicht durch Linienverbreiterung erklärt werden können. Die Kontinua sind in erster Näherung unabhängig vom Elektrodenmaterial und vom Gas im Entladungsraum. FINKELNBURG ist der Ansicht, daß es sich um eine optische Bremsstrahlung im Plasma handelt. Auch hier fehlen gegenüber der CERENKOV-Strahlung Polarisation und Winkelabhängigkeit der Intensität.

Wenn auch alle die hier besprochenen Leuchterscheinungen in mancher Hinsicht der CERENKOV-Strahlung ähneln, so zeigen sie doch andererseits von ihr so wesentliche Unterschiede, daß das CERENKOV-Leuchten als eine grundsätzlich neue Erscheinung gedeutet werden muß.

III. Theorie.

1937 brachten FRANK und TAMM [4] die erste und in den Grundzügen heute noch maßgebliche Theorie der CERENKOV-Strahlung. Zunächst stellten

sie eine Arbeitshypothese auf zur grundsätzlichen Erklärung des Vorgangs.

Durchqueren Elektronen ein Dielektrikum, so spielt sich nach FRANK und TAMM folgendes ab:

Solange die Elektronen nicht durch Stoßprozesse mit den Atomen oder Ionen des Dielektrikums in Wechselwirkung treten, wobei unter anderem die bekannte Bremsstrahlung entsteht, bewegen sie sich praktisch ungestört mit gleichförmiger Geschwindigkeit. Ist diese konstante Elektronengeschwindigkeit größer als die Phasengeschwindigkeit c/n des Lichts in dem betreffenden Dielektrikum (c Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, n Brechungsindex des Dielektrikums), so emittiert das Elektron eine kohärente elektromagnetische Strahlung, die ganz analog ist der akustischen Kopfwelle an Geschossen mit Überschallgeschwindigkeit. Diese „Kopfwelle“ des Elektrons ist die CERENKOV-Strahlung.

Befindet sich demnach in Abb. 5 das mit der Geschwindigkeit v bewegte Elektron augenblicklich im Punkt P seiner Bahngeraden $A-B$, so befand es sich vor der Zeit t in dem um die Strecke vt zurückliegenden Punkt P' . Die in P' von dem Elektron angeregte HUYGENSSCHE Elementarwelle ist jetzt zu einer Kugelwelle um P' mit dem Radius $\frac{c}{n}t$ geworden. Sämtliche in allen vergangenen Zeitpunkten angeregten HUYGENSSCHEN Elementarwellen werden in dem jetzt betrachteten Augenblick von einer Kegelfläche eingehüllt, deren Spitze in P liegt. All diese Elementarwellen löschen sich durch Interferenz in allen Punkten des Raums gegenseitig aus, ausgenommen auf eben dieser Kegelfläche, der „Kopfwelle“.

Der naheliegende Einwand, daß ein Energie ausstrahlendes Elektron nicht mit konstanter Geschwindigkeit fliegen kann, werde zunächst übergangen und weiter unten behandelt.

Diese sehr grob anmutende, auf einer mechanischen Analogie fußende Hypothese leistet bereits viel. Sie zeigt, daß die CERENKOV-Strahlung unter einem Winkel gegen die Bahnrichtung des Elektrons ausgesandt wird, der durch den Winkel φ gegeben ist, den die Normale auf dem Kegelmantel mit der Bahnrichtung einschließt. Rein qualitativ läßt sich so schon das Auftreten der beiden charakteristischen Intensitätsmaxima bei den Versuchen CERENKOVs erklären.

Aus Abb. 5 ergibt sich für diesen Winkel φ

$$\cos \varphi = \frac{c}{nv} = \frac{1}{\beta n}, \quad \text{wo } \beta = \frac{v}{c}. \quad (1)$$

Dies ist die Fundamentalgleichung der CERENKOV-Strahlung. Bis jetzt läßt sich also folgendes aussagen:

Zunächst muß die Geschwindigkeit v der Elektronen immer größer sein als die Phasengeschwindigkeit c/n des Lichts im Dielektrikum. Das ergibt für

$$\begin{aligned} n = 1,33 \text{ (Wasser)} & \text{ eine Elektronenenergie } > 260 \text{ kV,} \\ n = 1,5 & \text{ eine Elektronenenergie } > 170 \text{ kV.} \end{aligned}$$

Aus Gl. (1) erkennt man ferner den Grund für die schon eingangs gemachte Bemerkung, daß die CERENKOV-Strahlung keine Röntgenwellen enthält. Hier müßte nämlich wegen $n < 1$ die Elektronengeschwindigkeit $v > c$ sein, damit $\cos \varphi < 1$ bleibt.

Der Winkel φ , unter dem die Intensitätsmaxima der CERENKOV-Strahlung gegen die Bahnrichtung des

Elektrons liegen, wächst mit der Elektronengeschwindigkeit und dem Brechungsindex des Dielektrikums.

Zur quantitativen Überprüfung der Fundamentalgleichung (1) sind die Versuche CERENKOVs wegen der unscharf definierten Versuchsbedingungen (durch γ -Strahlen radioaktiver Substanzen ausgelöste COMPTON-Elektronen mit stark streuender Geschwindigkeit und Richtung) weniger geeignet als die amerikanischen Versuche mit Elektronen aus Hochspannungsgeneratoren.

Die Tabelle gibt den von COLLINS und REILING [3] beobachteten und den nach Gl. (1) berechneten Winkel φ bei verschiedenen Brechungsindizes (die Werte sind bereits hinsichtlich der Refraktion der CERENKOV-Strahlung an der Rückseite der Plättchen korrigiert). Die noch verbleibenden Differenzen zwischen den theoretischen und den experimentellen Werten werden von den Verfassern durch die unvermeidlichen Verbiegungen der dünnen untersuchten Plättchen erklärt.

Tabelle 1. Beobachteter und berechneter Winkel der CERENKOV-Strahlung nach COLLINS und REILING [3].

Medium	Dicke in μ	n	Beobachteter Winkel	Berechneter Winkel
Glimmer . . .	20	1,59	53° 30'	52° 10'
Glas	60	1,47	45° 15'	46° 30'
Cellophan . . .	20	1,54	50° 00'	49° 22'

Die Abhängigkeit des Winkels φ von der Elektronenenergie ist in Abb. 6 dargestellt. Die durchgezogene Kurve ist nach Gl. (1) errechnet. Die Meßpunkte sind von WYKOFF und HENDERSON [9] gewonnen mit Elektronenenergien von 240 bis 815 kV und Glimmerplättchen von 1 μ und 25 μ Dicke.

Trotz der befriedigenden Ergebnisse der Fundamentalgleichung (1) ist es doch notwendig die Theorie der CERENKOV-Strahlung exakter zu formulieren und FRANK und TAMM haben dies auch a. a. O. getan. Sie berechnen die Energieverluste, die ein geladenes Teilchen beim Durchqueren eines Dielektrikums erleidet. Die MAXWELLSche Elektrodynamik bildet die Grundlage der Theorie; das Dielektrikum ist homogen im Sinne der MAXWELLSchen Theorie. Die Ergebnisse von FRANK und TAMM sind folgende:

Ist die Geschwindigkeit des Teilchens kleiner als die Lichtgeschwindigkeit im Dielektrikum ($\beta n < 1$), so ergibt sich eine gedämpfte Schwingung, deren Amplitude exponentiell mit der Entfernung rasch abnimmt, und die daher nicht beobachtet werden kann.

Ist seine Geschwindigkeit jedoch größer als die Lichtgeschwindigkeit im Dielektrikum ($\beta n > 1$), so erhält man die schon besprochene charakteristische Kegelwelle der CERENKOV-Strahlung, deren Normalenwinkel φ gegen die Bahn des Teilchens sich wie in Gl. (1) ergibt. Die Lage von elektrischem und magnetischem Vektor geht aus der schematischen Skizze Abb. 7 hervor.

Die Energie W , die das Teilchen von der Ladung e und der Geschwindigkeit $\beta = v/c$ längs der Bahnstrecke l in dem Dielektrikum vom Brechungsindex n aussendet, ergibt sich zu

$$W = \frac{e^2 l}{c^2} \int \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \omega d\omega, \quad \beta n > 1. \quad (2)$$

Die Integration erstreckt sich über alle Kreisfrequenzen ω der Strahlung.

Nimmt man zunächst eine einzige Resonanzfrequenz ω_0 des Dielektrikums mit der Dielektrizitätskonstanten ε an, so erhält man mit der Dispersionsgleichung

$$n^2 = 1 + \frac{A}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad n_0^2 = \varepsilon = 1 + \frac{A}{\omega_0^2}, \quad A = \text{const},$$

für $\beta \approx 1$ aus Gl. (2) den Strahlungsverlust je Weiteinheit des Elektrons zu

$$\frac{W}{l} = \frac{e^2 \omega_0^2}{2c^2} (\varepsilon - 1) \ln \frac{\varepsilon}{\varepsilon - 1}. \quad (3)$$

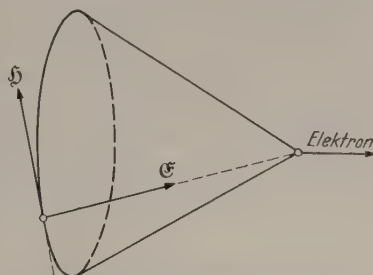


Abb. 7. Lage von elektrischem und magnetischem Vektor der CERENKOV-Strahlung nach FRANK und TAMM.

Mit $\omega_0 = 6 \cdot 10^{15}$ 1/sec, entsprechend einer Vakuumwellenlänge von etwa 3000 Å ergeben sich einige kV je cm für den Strahlungsverlust eines Elektrons, was gegen die Gesamtenergie von einigen hundert kV, die das

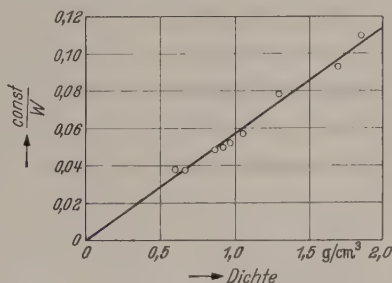


Abb. 8. Abhängigkeit der reziproken relativen Intensität der CERENKOV-Strahlung von der Dichte des Dielektrikums nach CERENKOV.

Elektron mindestens haben muß, damit die Strahlung überhaupt auftritt, keine Rolle spielt. Hiermit ist die ursprüngliche Annahme gerechtfertigt, daß die Geschwindigkeit des Elektrons konstant sei, obwohl es Energie ausstrahlt.

Diese geringe Energie der CERENKOV-Strahlung ist überhaupt nur wegen der starken spektralen Verschiedenheit von der Röntgenbremsstrahlung beobachtbar; andernfalls würde jene von dieser vollkommen überdeckt.

Aus der Gl. (2) ist ersichtlich, daß die Energie der CERENKOV-Strahlung unabhängig ist von der Masse des bewegten geladenen Teilchens; sie ist nur abhängig von seiner Ladung e . Mesonen müssen also z. B. genau so strahlen wie Elektronen.

Die Energie wächst mit der Teilchengeschwindigkeit β und mit dem Brechungsindex n des Dielektrikums. Ferner ist sie proportional der freien Weglänge l des Teilchens (des Elektrons) und damit umgekehrt proportional der Dichte des Dielektrikums, was schon CERENKOV rein experimentell fand (hier stört die inhomogene Elektronengeschwindigkeit nicht), dessen Versuchsergebnisse in Abb. 8 wiedergegeben sind. Die durchgezogene Gerade in Abb. 8 ist

aus den Versuchsergebnissen gemittelt und nicht aus der Theorie errechnet.

Schließlich haben FRANK und TAMM noch die Zahl der CERENKOV-Photonen errechnet, die das Elektron längs des Wegs l in den Spektralbereich zwischen den Wellenlängen λ_1 und λ_2 aussendet. Es ergibt sich hierfür

$$N = 2\pi\alpha l \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right), \quad (4)$$

wo α die SOMMERFELDSche Feinstrukturkonstante ist.

Im sichtbaren Bereich, d. h. zwischen $\lambda_1 = 4000 \text{ \AA}$ und $\lambda_2 = 6000 \text{ \AA}$ ergeben sich so mit $n = 1,33$ (Wasser), einer Elektronenenergie von 500 kV und einer freien Weglänge von $l = 1 \text{ mm}$ etwa 10 Photonen je Elektron.

COLLINS und REILING [3] haben versucht, mit einer Photo-Sekundäremissionsröhre die Energie der CERENKOV-Strahlung an Wasser im Spektralbereich 4000 bis 6700 \AA zu messen. Sie erhielten allerdings nur etwa die Hälfte des errechneten Werts (bei 1,9 MeV

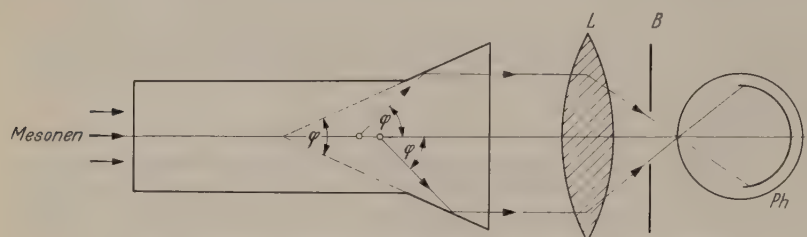


Abb. 9. CERENKOV-Zähler für Elektronen und Mesonen nach GETTING.

wurde eine CERENKOV-Energie von $9 \cdot 10^{-4} \text{ W}$ je $1 \mu\text{A}$ Elektronenstrom gemessen, entsprechend 40 Photonen je Elektron).

TAMM untersuchte 1939 [10] noch die Verhältnisse, wenn das Elektron auf seinem Weg durch Atomstöße beeinflusst wird, also nur auf einer begrenzten Wegstrecke mit konstanter Geschwindigkeit fliegt. Die Ergebnisse bringen nichts wesentlich Neues.

1940 berechnete FERMI [11] die Energieverluste, die ein geladenes Teilchen konstanter Geschwindigkeit beim Durchgang durch ein Dielektrikum erleidet unter Berücksichtigung des Einflusses der elektrischen Polarisation der umgebenden Atome auf das Teilchen. Das Dielektrikum wird also nicht mehr als so ideal homogen angenommen wie bei FRANK und TAMM. Fliegt das Teilchen in genügend großer Entfernung am Atom vorbei, so erhält FERMI mit der MAXWELLSchen Theorie grundsätzlich dieselben Ergebnisse wie FRANK und TAMM (fliegt das Teilchen durch das Atom hindurch, so nimmt FERMI an, daß die üblichen quantenmechanischen Überlegungen gültig bleiben).

Aus dem Jahr 1948 stammt eine Untersuchung von BECK [12], der ebenfalls wie FRANK und TAMM mit der MAXWELLSchen Theorie den Energieverlust eines geladenen Teilchens berechnet, das mit konstanter Geschwindigkeit ein homogenes Dielektrikum durchquert. Er setzt jedoch eine andere Grenzbedingung an: Das aus dem Unendlichen kommende Teilchen trifft zur Zeit $t = 0$ auf die Oberfläche des Dielektrikums auf. Diese Grenzbedingung ermöglicht ihm eine strengere Lösung der MAXWELLSchen Gleichungen. Nachteilig bei seiner Methode ist, daß er die Dispersion des Mediums vernachlässigen muß.

Durch den Einfluß der Oberfläche des Dielektrikums erhält er eine bis jetzt noch nicht beobachtete Übergangsstrahlung. Ist das Teilchen tief genug in

das Dielektrikum eingedrungen, so werden die Ergebnisse von FRANK und TAMM für die CERENKOV-Strahlung bestätigt.

WATSON und JAUCH [13] haben 1948 den Fall eines ruhenden geladenen Teilchens in einem bewegten Medium berechnet. Ist die Geschwindigkeit des Mediums groß genug, so strahlt das Teilchen elektromagnetische Energie aus. Ihre Ergebnisse stimmen sinngemäß übertragen mit denen von FRANK und TAMM überein.

Zur Vervollständigung sei noch erwähnt, daß SOMMERFELD [14] bereits 1904 zu ähnlichen Ergebnissen kam, als er die Energieverluste eines mit Überlichtgeschwindigkeit im Vakuum bewegten Elektrons berechnete.

IV. Anwendungen.

a) Der CERENKOV-Zähler.

1947 hat GETTING [15] einen Zähler für schnelle Elektronen und Mesonen veröffentlicht, der auf dem CERENKOV-Effekt beruht. Dieser Zähler ist in Abb. 9 skizziert. Sein wesentlicher Bestandteil ist ein klar durchsichtiger Kunststoffkegel K mit angesetztem Zylinderstück, auf dessen Frontfläche die (gegebenenfalls mit einem durchbohrten Bleizylinder ausgeblenden) geladenen Teilchen parallel zur Achse einfallen.

Der Kunststoff soll so gewählt sein, daß er eine möglichst kleine Dichte hat, um die einfallenden Teilchen möglichst wenig zu bremsen, ferner soll er einen möglichst großen Brechungsindex haben, damit die von den Teilchen erzeugte CERENKOV-Energie möglichst groß ist und schließlich soll er optisch homogen und weitgehend ultraviolett durchlässig sein, um die CERENKOV-Strahlung möglichst wenig zu absorbieren. Als geeignet erwies sich der Kunststoff „Lucit“ (Brechungsindex = 1,5).

Ist der Konuswinkel φ , so wird die CERENKOV-Strahlung derjenigen Teilchen, deren Geschwindigkeit gerade so groß ist, daß diese Strahlung den Winkel φ gegen die Achse hat [vgl. Gl. (1)], an der Konuswand parallel zur Achse reflektiert. Nach dem Austritt aus dem Konusboden fällt die CERENKOV-Strahlung durch die Linse L und die Blende B auf die Photozelle Ph .

Die Strahlung von Teilchen größerer Geschwindigkeit (größerer Strahlungswinkel gegen die Achse) wird von der Blende ebenfalls durchgelassen, die Strahlung von Teilchen kleinerer Geschwindigkeit wird dagegen ausgeblendet.

Der Zähler würde also alle Teilchen, deren Geschwindigkeit einen durch den Konuswinkel und den Brechungsindex gegebenen Betrag überschreitet, unabhängig von ihrer Masse nachweisen. Zum Beispiel würden mit einem Lucitkegel dessen Winkel $\varphi = 45^\circ$ beträgt, alle Mesonen mit einer Energie größer als 200 MeV ($\beta = 0,942$ bei einer Mesonenmasse = 200 Elektronenmassen) gezählt.

Man hat an diesen Zähler besondere Hoffnungen hinsichtlich der Untersuchung von Mesonen geknüpft.

Durch Ablenkung im Magnetfeld läßt sich nämlich verhältnismäßig leicht der Impuls der Mesonen messen. Wesentlich schwieriger ist dagegen die Bestimmung ihrer Masse. Nun ist aber die Energie der CERENKOV-Strahlung nach Gl. (2) unabhängig von der

Masse und nur abhängig von der Geschwindigkeit der Teilchen. Würde man also mit der Photozelle die Gesamtenergie der Teilchen messen und gleichzeitig anderweitig die Zahl der Teilchen bestimmen, so erzielte man damit die Energie der CERENKOV-Strahlung je Meson und damit die Mesonengeschwindigkeit. Mit dem Impuls ergäbe sich so die Mesonenmasse (vgl. FURRY [16] und WADA [17]). DICKE [18] hat in Princeton (USA.) einen CERENKOV-Zähler in Verbindung mit einem GEIGER-MÜLLER-Zählrohr 4500 Std. in verschiedenen Höhenlagen in Betrieb genommen. Leider konnten keine mit Sicherheit auf die CERENKOV-Strahlung zurückführbare Koinzidenzen nachgewiesen werden.

Versuche mit Elektronen von 20 MeV aus einem Betatron ergaben eine CERENKOV-Energie, die nur etwa 25% des theoretischen Werts betrug.

b) Die Vergrößerung der wirksamen Fläche von Zählrohren.

WEISZ und ANDERSON [19] haben 1947 versucht, den CERENKOV-Effekt zur Erhöhung der wirksamen Fläche von Zählrohren auszunutzen. Sie verwendeten besonders lichtempfindliche UV-Zählrohre mit vergoldeten Elektroden und einem Meßbereich von 2000 bis 3000 Å. Wird ein solches Zählrohr in Wasser getaucht, so erwarteten sie, daß es eine größere Teilchenzahl mißt als in Luft, da im Wasser die von den Teilchen ausgelösten CERENKOV-Photonen mitgezählt werden sollten.

Sie haben die Versuche so durchgeführt, daß sie das Zählrohr zunächst in reinem Wasser in Betrieb setzten und dann dem Wasser ein Absorbens für ultraviolette Strahlung zusetzten (etwa 1% Hydrochinon). Im letzteren Fall wird die CERENKOV-Strahlung wesentlich absorbiert und nicht mehr mitgezählt.

Der erwartete Effekt war zwar deutlich nachweisbar, aber nicht so groß, daß er zu besonderen Hoffnungen berechtigt. Im günstigsten Fall wurden in einer Versuchsreihe mit Höhenstrahlen bei Erfassung der CERENKOV-Strahlung im Mittel 249 Impulse je min gezählt, bei Ausschaltung der CERENKOV-

Strahlung 219 Impulse je min. Versuche mit Thoriumnitrat ergaben ebenfalls einen wenn auch kleineren Unterschied.

Zusammenfassung.

Gebremste Elektronen senden die Bremsstrahlung aus, die vornehmlich im Röntgengebiet liegt. Gleichförmig bewegte Elektronen senden die CERENKOV-Strahlung mit ihrem charakteristischen Strahlungskegel aus, und zwar dann, und nur dann, wenn ihre Geschwindigkeit größer ist als die Phasengeschwindigkeit des Lichts im umgebenden Medium. Dieser Strahlungskegel mag als ein Analogon zur Kopfwellen von Geschossen mit Überschallgeschwindigkeit angesehen werden.

Die Existenz der neuen Strahlung steht einwandfrei fest. Ihre Eigenschaften lassen sich theoretisch gut erklären, wenn auch einige Einzelheiten der besonderen Untersuchung bedürfen. Ihren Anwendungen war jedoch bis jetzt noch kein nennenswerter Erfolg beschieden.

Literatur. [1] CERENKOV, P. A.: C. R. Acad. Sci. URSS 2, 451, 455 (1934); 3, 414 (1936); 14, 101, 105 (1937). Phys. Rev. 52, 378 (1937). — [2] WAWILOV, S. J.: C. R. Acad. Sci. URSS 2, 457 (1934). — [3] COLLINS and REILING: Phys. Rev. 54, 499 (1938). — [4] FRANK u. TAMM: C. R. Acad. Sci. URSS 14, 109 (1937). — [5] LILIENTHAL, J. E.: Phys. Z. 20, 280 (1919); 21, 249 (1920). — [6] COHN, W. M.: Phys. Z. 32, 559 (1931). — Z. Physik 70, 667 (1931); 72, 392 (1931); 73, 662 (1932); 75, 544 (1932). — [7] SOMMERMEYER, K.: Z. Naturforsch. 4a, 440 (1949). — [8] FINKELNBURG, W.: Kontinuierliche Spektren. Berlin 1938. — [9] WYKOFF and HENDERSON: Phys. Rev. 58, 187 (1940); 64, 1 (1943). — [10] TAMM, J.: J. Physics URSS 1, 439 (1939). — [11] FERMI, E.: Phys. Rev. 57, 485 (1940). — [12] BECK, G.: Phys. Rev. 74, 796 (1948). — [13] WATSON and JAUCH: Phys. Rev. 74, 1262 (1948); 75, 1249 (1949). — [14] SOMMERFELD, A.: Gött. Nachr. 1904, 99, 363; 1905, 201. — [15] GETTING, J. A.: Phys. Rev. 71, 123 (1947). — [16] FURRY, W. H.: Phys. Rev. 72, 171 (1947). — [17] WADA, W. W.: Phys. Rev. 75, 981 (1949). — [18] DICKE, R. H.: Phys. Rev. 71, 737 (1947). — [19] WEISZ and ANDERSON: Phys. Rev. 72, 431 (1947).

Dipl.-Ing. E. MAURER,

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule
München, Walter-von-Dyck-Platz 1.

cand. phys. H. KOLZ,

Schweizerhof, Post Donauwörth, Schwaben.

Buchbesprechungen.

Moeller, W.: Die Braunsche Röhre. Ein Handbuch für praktische Arbeiten und Demonstrationsversuche mit dem Kathodenstrahloszillographen. 4. verb. u. erw. Aufl. Berlin-Tempelhof: Jakob Schneider 1949. 288 S., 374 Abb., Schaltkizzen u. Oszillogrammen. DMark 18.50.

Was das Buch bringt, zeigt folgender Auszug aus dem Inhaltsverzeichnis:

I. Physikalische Grundlagen. II. Die Ablenkung des Kathodenstrahls. III. Der Betrieb aus dem Wechselstromnetz. IV. Symmetrische und unsymmetrische Ablenkspannung. V. Anleitung zu einfachen oszillographischen Arbeiten mit einem elektrischen Ablenkfeld. VI. Die Methoden zur Symmetrierung von Ablenkspannungen. VII. Magnetische Strahlablenkung. VIII. Modulation einer Trägerschwingung. IX. Kippschwingungen. Kippschwingungsgeneratoren. X. Einfache praktische Versuche mit dem Kippschwingungsgenerator. XI. Zeitmarken. XII. Bestimmung von Phasenverschiebungen mit Hilfe von LISSAJOUS-Figuren. XIII. LISSAJOUS-Figuren bei verschiedenen Frequenzen. Frequenzüberwachung. Eichung von Sendern und Wellenmessern. XIV. Kreiszeichnerschaltungen. XV. Ausnutzung von Kreis- und sinusförmigen Zeitachsen für Meßzwecke. Hell-Dunkel-Steuerung des Kathodenstrahls. XVI. Die Aufnahme von

Hysteresekurven mit der BRAUNschen Röhre. XVII. Glimmentladung und Bogenentladung bei Wechselstrombetrieb. XVIII. Die BRAUNsche Röhre als Kennlinienschreiber für Elektronenröhren. XIX. Untersuchungen von Trockengleichrichtern. XX. Beobachtung und Kontrolle von Schaltvorgängen. XXI. Messung von Schaltzeiten. XXII. Weitere ausgewählte Versuche. XXIII. Oszillographieren mit zwei Schreibstrahlen.

Über die Bedeutung der BRAUNschen Röhre für Physik, besonders Hochfrequenzphysik, Elektrotechnik und viele andere Gebiete der Technik etwas zu sagen, kann ich mir wohl ersparen. Ein gewisser Beweis dafür ist auch die Tatsache, daß dieses Buch, das in die Benützung der BRAUNschen Röhre einführen und sie erleichtern soll, nun schon in der 4. Aufl. erscheint. Diese Tatsache ist aber gleichzeitig auch ein Zeichen dafür, daß das Buch seine Aufgabe ausgezeichnet erfüllt.

Das Buch ist auch sehr geschickt abgefaßt. Wie schon aus dem Inhaltsverzeichnis hervorgeht, behandelt es fast alle normalen Fälle, in denen man zweckmäßig die BRAUNsche Röhre verwendet, es sind die nötigen Schaltbilder angegeben und so klar beschrieben, daß der Leser nicht nur mit ihnen arbeiten, sondern sie auch verstehen kann. Fast immer ist

auch eine mit der Schaltung gewonnene Aufnahme wiedergegeben. Sehr sympathisch ist auch, daß überall Hinweise auf die Bedingungen, denen die Geräte zu genügen haben, gegeben sind.

Sicher wird das Buch allen, die mit der BRAUNschen Röhre arbeiten, sehr gute Dienste leisten. Besonders wertvoll wäre es, wenn das Buch dazu beitrüge, daß die BRAUNsche Röhre, die ja für Experimentalvorlesungen ein hervorragendes Demonstrationsmittel ist, dafür viel mehr in Gebrauch käme, als es bisher der Fall ist.

J. ZENNECK.

Glocker, Richard: Materialprüfung mit Röntgenstrahlen. Berlin: Springer 1949. VIII u. 440 S. Gzln. DMark 58.—.

Das bekannte Standardwerk GLOCKERS ist in dritter, erweiterter Auflage erschienen. Eine Erweiterung war wohl unvermeidlich; daß sie sich in so bescheidenem Rahmen hält (die zweite Auflage hatte 386 Seiten), ist ein weiterer Beweis der wohlüberlegten und sachgemäßen Darstellung, die das Buch auszeichnet.

Von einem Buch, das bereits in dritter Auflage erschienen ist, pflegte man früher hinsichtlich des Inhalts nur von den neuen und den geänderten Teilen zu sprechen. Ich möchte hier von diesem Buch abweichen und eine kurze Inhaltsangabe bringen, weil in den letzten Jahren so viele Bücher verloren gingen und weil gerade in dieser Zeit das Anwendungsgebiet der Röntgenstrahlen sich sehr ausgeweitet hat.

Das Buch gliedert sich in eine Einleitung und in 5 Abschnitte. Im ersten Abschnitt werden die Erzeugung der Röntgenstrahlen und der Schutz vor ihnen, zur Verhütung von Gesundheitsschädigungen, besprochen. Der zweite Abschnitt behandelt die Eigenschaften der Röntgenstrahlen. Der dritte Abschnitt, gegenüber der zweiten Auflage erweitert, ist der Grobstruktur-Untersuchung gewidmet; dafür wurde der vierte Abschnitt, die Spektralanalyse, gekürzt. Den weitaus größten Raum, nämlich 280 Seiten, sind dem fünften Abschnitt, der Feinstrukturuntersuchung, gewidmet. Darin sind die Abschnitte über Linienverbreiterung und Spannungsmessung neu geschrieben worden, eine kurze Darstellung der Atomverteilung von nichtkristallinen Stoffen ist neu hinzugefügt worden. Ein gut gegliedertes und daher sehr übersichtliches Schriftumsverzeichnis mit 586 Nachweisen, sowie ein Namen- und Sachverzeichnis beschließen das Buch.

Die Darstellung GLOCKERS geht jeweils von den Grundlagen aus und führt den Leser bis zur praktischen Messung; sie beginnt bei physikalischen Erörterungen und endigt dort, wo sie gezeigt hat, „wie es gemacht wird“; sie ist technische Physik im besten Sinn des Wortes.

Das hervorragend gut ausgestattete Buch wird auch in dritter Auflage für viele der verlässlichen Führer und Berater in den Fragen der Stoffprüfung mit Röntgenstrahlen werden.

ARTUR KOHAUT.

Rothe, Rudolf: Höhere Mathematik für Mathematiker, Physiker, Ingenieure. Teil IV, H. 5/6. Übungsaufgaben mit Lösungen zu Teil III. Unter Mitwirkung von Studienrat O. Degosang, 3. Aufl. Bielefeld 1950. 108 S. u. 59 Abb. DMark 3,50.

Die Hefte enthalten eine Sammlung von Übungsaufgaben zum Stoff von Teil III mit Angabe der Ergebnisse und des Lösungsweges. Mit diesen beiden letzten Heften liegen nunmehr wieder die sämtlichen Teile I—IV des bekannten Lehrbuches als Lizenzaufgabe der Teubnerschen Verlagsgesellschaft Leipzig im Verlag für Wissenschaft und Fachbuch G.m.b.H. Bielefeld vor.

HEINHOLD.

Kaufmann, Walther: Einführung in die technische Mechanik. Bd. 1, Statik starrer Körper. Berlin: Springer 1949. 166 S. u. 194 Abb. DMark 15.—.

Das vorliegende Buch ist aus der Vorlesung über technische Mechanik, Unterstufe I (Statik), entstanden, die Verf. seit vielen Jahren an der Technischen Hochschule München vor den Studierenden des Maschinen-, Elektro- und Bauingenieur-faches sowie der Physik hält. Jeder, der das Glück hatte, diese Vorlesungen hören zu dürfen, wird sich bei der Lektüre des Buches gerne dieser Stunden erinnern. Wurden doch hier dem Anfänger zum ersten Male Methoden zur theoretischen Behandlung physikalisch-technischer Probleme nahegebracht. Da sich Verf. in seiner Vorlesung über Statik im allgemeinen an Studierende im ersten Semester wendet, werden nur elementare mathematische Kenntnisse vorausgesetzt. Bei der

Einteilung des Stoffes ließ sich daher Verf. weitgehend von didaktischen Erwägungen leiten. Die einzelnen Abschnitte des Buches enthalten: Grundbegriffe der Mechanik; Kräftegruppen am Massenpunkt und am starren Körper; der Schwerpunkt; Gleichgewicht gestützter Körper; die Reibung; mechanische Arbeit einer Kraft und das Prinzip der virtuellen Ver-rückungen. Man möchte das Buch gerne in den Händen aller derjenigen wissen, die mit dem Studium der Physik und der Ingenieurwissenschaften beginnen. Auch der fortgeschrittene Studierende und der in der Praxis stehende Ingenieur oder Physiker wird es gern zur Hand nehmen.

G. U. SCHUBERT

Holm, Ragnar: Electric Contacts. Stockholm: Hugo Gebers 1946. XVI, 398 S. u. 144 Abb. Kronen 45.—.

Wenn man sich fragt, wem verdanken wir die modernen Vakuumpumpen, so lautet die Antwort natürlich: W. GAEDÉ. Und ebenso selbstverständlich wird man R. HOLM als den Mann nennen, der mit den elektrischen Kontakten am engsten verknüpft ist. Es ist heutzutage selten, daß Arbeitsgebiete so stark mit einer Person verbunden sind wie in diesen beiden Fällen. Das bedeutet natürlich nicht, daß nicht auch andere wesentlichen Anteil an der Bearbeitung der Physik der elektrischen Kontakte gehabt haben. Bevor HOLM um 1918 begann, sich mit ihr zu befassen, waren elektrische Kontakte nicht nur in der mannigfachsten Art in Benutzung, sondern es gab auch Erklärungsversuche für ihre Eigenschaften. Und in dem der Geschichte gewidmeten Abschnitt seines Buches nennt HOLM als neuere Forscher, die sich außer ihm und seinen Mitarbeitern mit den Kontaktfragen befaßten: R. M. BAKER, O. BEECK, W. BETTERIDGE, J. A. LAIRD, F. P. BOWDEN, W. BURSTIN, H. BUSCH, A. M. CURTIS, F. S. GONSCHER, V. P. HESSLER, R. JOSCHEK, W. MEISSNER, O. MÜLLER-HILLEBRAND, H. ROHMANN, E. RÜCHARDT, W. SCHOTTKY, F. SCHRÖTER, J. SLEPIAN, G. A. TOMLINSON. Aber so ver-wachsen mit den Kontaktfragen wie HOLM und Dr. ELSE HOLM, seine Frau und Mitarbeiterin, ist sicher niemand. Das zeigt sich auch darin, daß die HOLMschen Bücher wohl die einzigen sind, die die elektrischen Kontakte behandeln.

Schon 1941 erschien in der im Springer-Verlag erscheinenden Sammlung „Einzeldarstellungen auf dem Gebiete der Technischen Physik“ ein HOLMscher Band: „Die Technische Physik der elektrischen Kontakte“. HOLM sagt im Vorwort seines neuen in englischer Sprache geschriebenen Buches selbst, daß Teile des Textes, wenn auch überarbeitet, und die meisten Diagramme und Figuren aus dem älteren Buch übernommen sind. Aber wieviel Neues die neue Ausgabe bringt, erkennt man schon daraus, daß das Literaturverzeichnis mehr als 35 Arbeiten enthält, zum Teil von HOLM selbst, die nach dem Erscheinen der deutschen Ausgabe veröffentlicht wurden.

Was nun den Gegenstand des Buches betrifft, so weiß jeder, der mit Kontakten etwas zu tun gehabt hat, wie schwierig das Verständnis ihrer Wirksamkeit ist. WERNER VON SIEMENS sagte scherzhaft, daß ohne Petroleum zwischen Kupferkontakten das Kupfer überhaupt nicht leite. Aber was tut das Petroleum? Wie kommt die Wirkung der Kohle-Mikrophone zustande? Wie macht man gute Schleifkontakte und wie gute Unterbrecherkontakte? Für all diese Fragen sind die folgenden Punkte wesentlich, die im HOLMschen Buch eingehend experimentell und theoretisch behandelt sind: Bei völlig reinen Metallkontakten im Vakuum ist der Kontaktwiderstand nur dadurch bedingt, daß der Strom an den sehr kleinen Kontaktstellen sehr stark zusammengedrängt wird. Die Größe der tatsächlichen Berührungstellen der Kontaktmetalle ist wesentlich von der Härte derselben und dem Kontaktdruck abhängig. Die Zusammendrängung des Stromes bedingt eine Temperaturerhöhung an der Kontaktstelle, die bei starker Strombelastung bis zum Schmelzen und Verschweißen der Kontakte gehen kann. Daneben sind viele andere Punkte, z. B. bei Schleifkontakten die Vorgänge bei der Reibung, zu beachten.

Das Buch gliedert sich in 4 Teile: Allgemeine Fragen, Gleitkontakte, Unterbrecherkontakte, Geschichte. Dazu kommen noch Autoren- und Literaturverzeichnis, 4 Anhänge mit Tafeln und Kurvenblättern und ein Sachverzeichnis.

Das, was an dem Buch besonders einnimmt, ist die schöne Verknüpfung von Experiment und Theorie sowie die Liebe, mit der sich HOLM jeder einzelnen Frage annimmt. Sie ist verständlich, da er selbst an der Lösung fast jeder Frage beteiligt ist und das ganze als seine Lebensarbeit bezeichnet werden kann.

Jedem, der mit Kontaktfragen zu tun hat und dem es nichts ausmacht, daß das Buch in englischer Sprache

beschrieben ist, kann es als Ergänzung zu der deutschen Ausgabe von 1941 warm empfohlen werden. Es ist sehr erfreulich, daß in einiger Zeit eine 2. Auflage der deutschen Ausgabe eabsichtigt ist, die dann auch gegenüber der Ausgabe von 1946 wesentlich Neues bringen dürfte. W. MEISSNER.

Luckey, Paul: Nomographie. Praktische Anleitung zum entwerfen graphischer Rechentafeln mit durchgeführten Beispielen aus Wissenschaft und Technik (Mathematisch-physikalische Bibliothek Reihe I, herausgeg. von W. Lietzmann, 9/60). 6. Aufl. Leipzig: B. G. Teubner 1949. 107 S. u. 57 Abb.

Das handliche Bändchen, das nunmehr schon in 6. Auflage vorliegt, gibt, ohne mehr als die einfachsten Kenntnisse über elementare Funktionen und die Grundbegriffe der analytischen Geometrie vom Leser voraussetzen, eine ausgezeichnete Einführung in die Nomographie, die sich auf den verschiedensten Gebieten so erfolgreich bewährt hat, daß ihr Wert auch für den Physiker als Darstellungsmethode und namentlich bei oft wiederkehrenden Berechnungen nicht mehr hervorgehoben zu werden braucht. Der Aufbau ist mit bemerkenswertem pädagogischem Geschick durchgeführt. Die Darstellung ist sehr klar und übersichtlich. Zudem Abschnitt werden interessante und sorgfältig ausgewählte Aufgaben gestellt und durchgeführt, so daß es dem Leser gelingt, auf verhältnismäßig wenigen Seiten den Leser nicht nur mit den wichtigsten Grundprinzipien, sondern darüber hinaus mit einem großen Teil der modernen Nomographie vertraut zu machen. Für weitere Studien wird in reichlich vollständigen Verzeichnissen auf die wichtigsten Nomogramme für besondere Anwendungsgebiete und auf weitere Literatur über Nomographie verwiesen.

Im einzelnen werden behandelt: Funktionsleitern (Kap. I), Rechen- und Werttafeln (Kap. II), Graphisches Rechnen und Auswerten auf Funktionspapieren (Kap. III), ferner in den Kap. IV—VIII die Fluchtentafeln mit geradlinigen und mit krummlinigen Leitern. Daran schließen sich an die Kap. IX und X über ein- bzw. zweidimensionale Tafeln mit beweglichen bezifferten Systemen. Den Abschluß bildet eine Zusammenstellung der behandelten Schlüsselgleichungen.

(S. 77 Zeile 4 von oben muß es heißen Bild 56 statt 57; im Schriftenverzeichnis: ZÜHLKE, M., Rechentechnik, Rechentafeln und Sonderrechenstäbe 2. Aufl. Leipzig und Berlin 1942.) O. BAIER.

Ramsauer, C.: Physik — Technik — Pädagogik. Karlsruhe: C. Braun 1949. 130 S. DMark 4.20.

Nach den schweren Erlebnissen während des Krieges sowie nach dem totalen Zusammenbruch hat in Deutschland verständlicherweise eine tiefgründige Ablehnung jeglichen Krieges Platz gegriffen. Vielfach findet man darüber hinaus den Standpunkt vertreten: Die Technik ist Schuld an Kriegen, daher los von der Technik; wir müssen wieder ein Volk der Dichter und Denker werden! Die Übertragung dieses letzteren Standpunktes auf die Physik mit der Losung: „Weg mit der technischen Physik“ glaubten viele aus der nicht sehr glücklichen Diskussion in den „Physikalischen Blättern“ (1947 und 1948) herauszulesen.

Wenn man jedoch das soeben erschienene Büchlein von C. RAMSAUER: Physik — Technik — Pädagogik durchliest, so beruhigt man in bezug auf diesen Punkt. Es enthält eine Aneinanderfügung von Aufsätzen, die aus verschiedenen Anlässen heraus entstanden sind. RAMSAUER anerkennt in ihnen die ungeheure Bedeutung der Technik, die sie gerade heute für uns hat. Er versucht, „die Technik, das Stiefkind der öffentlichen Meinung, in ihrer wirklichen Größe erscheinen zu lassen“. Wie sollte man es auch anders von einem Manne erwarten, der doch das große und moderne Forschungsinstitut der AEG begründet und fast 20 Jahre geleitet hat.

Da jedoch die Diskussion um die technische Physik das ganze Büchlein durchzieht, erscheint es notwendig, hierauf etwas einzugehen. In Wirklichkeit sehe ich in der ganzen Angelegenheit nur einen Streit um formale Dinge; denn in den realen Konsequenzen glaube ich eine vollständige Einigkeit auch mit dem Herrn RAMSAUER als Kontrahenten angezogenen Herrn VIEWEG feststellen zu können.

Herr RAMSAUER bestreitet nicht die Existenz der technischen Physik als solcher. „Der technische Physiker ist ein Physiker, welcher es sich zum Beruf gewählt hat, die allgemeine Physik, welche er in aller Breite und Tiefe beherrschen muß, auf Probleme der Technik anzuwenden“ (S. 30). „Die Ausbildung in der technischen Physik besteht darin, dem

Studierenden die Methodik dieser Anwendungen geläufig zu machen“ (S. 92).

„Die technische Physik stellt kein Teilgebiet der allgemeinen Physik dar wie die experimentelle und die theoretische Physik“ (S. 92), sondern gehört selbstverständlich zur angewandten Physik, wie z. B. die Astrophysik, die Geophysik, die Biophysik und die physikalische Chemie auch. In dieser Definition sind wir, glaube ich, alle einig. Herr RAMSAUER betont mehrfach, daß gerade die Anwendung der Physik auf technische Probleme, also die technische Physik, von größter Bedeutung sei. Er verlangt wörtlich in dem von ihm aufgestellten Programm der Deutschen Physikalischen Gesellschaft (1.9.44) eine „Pflege der technischen Physik“ (S. 69).

Als überraschendste Erfahrung seiner 20jährigen Industriezeit schildert er die Schwierigkeit des Überganges von einem fertigen Laboratoriumsergebnis zu einem technisch brauchbaren Gerät, weil „der Physiker und der Techniker eine zu verschiedene Sprache sprechen“ (S. 23). Diese Übergangsschwierigkeiten sind wesentlich reduziert, wenn „die Gewinnung des physikalischen Ergebnisses und die technische Verwirklichung in einer Hand liegen, d. h. wenn der forschende Physiker zugleich der gestaltende Techniker ist. Ein solcher an sich seltener Fall liegt bei dem genialen Physikotechniker GAEDE vor“ (S. 24).

Die bewußte Heranbildung solcher „Physikotechniker“ ist nun aber doch gerade der Sinn des Studiums der technischen Physik. Ein „Physikotechniker“ und ein „technischer Physiker“ sind identisch. Ich sehe daher nicht den „unglücklichen Sprachgebrauch“ in der Bezeichnung „technische Physik“.

Wohl niemand, auch nicht Herr VIEWEG, stellt sich ein Studium der technischen Physik so vor, daß es nur aus einer Aneinanderfügung von technischen Spezialfächern bestünde. Es ist selbstverständlich eine gute allgemeinphysikalische Grundausbildung notwendig, hinzu gehört aber ein Hineinfinden in die technischen Belange. Es ist nicht die allgemeine Ansicht, daß — wie es Herr RAMSAUER meint (vgl. z. B. S. 36) — jeder Physiker sich auch bei technischen Aufgaben gut bewährt. Er selbst sagt an anderer Stelle (S. 33), daß nur denjenigen das Studium der technischen Physik zu empfehlen sei, die von ihrer Lust und Begabung für diesen Beruf fest überzeugt sind.

Hierzu gehören eben physikalische und technische Begabung, genau so, wie man von einem Astrophysiker verlangen muß, daß er sowohl Physik als auch Astronomie beherrscht. Die Astronomie ist genau so wenig wie die Technik identisch mit der Physik. Im allgemeinen wird der Astrophysiker ebenso wie der technische Physiker mit dem Studium der Physik beginnen, obgleich der umgekehrte Weg nicht unmöglich ist. So ergibt sich, glaube ich, eine einmütige Zustimmung zu den Vorschlägen Herrn RAMSAUERS für die Ausbildung des technischen Physikers. Neben der allgemein physikalischen Grundausbildung schlägt er für den technischen Physiker eine Ergänzung durch folgende Gebiete vor (S. 43, 44): Technische Mechanik, Elektrotechnik, Elektroakustik, Hochfrequenztechnik, technische Wärmelehre oder andere Fächer je nach den Möglichkeiten der betreffenden Hochschule. Auch Herrn VIEWEG kommt es nicht so sehr auf die Art, noch viel weniger auf die Zahl dieser Fächer an (S. 39) als vielmehr darauf, daß der Studierende in die technisch wichtigen Gesichtspunkte eingeführt wird.

So glaube ich, daß im Grunde genommen vollständige Einigkeit herrscht und die Differenzen bezüglich des Wesens der „technischen Physik“ formaler Art sind.

Leider steht dieser Einigkeit die Vorstandserklärung der Physikalischen Gesellschaft in der britischen Zone vom 8. September 1948 (vgl. S. 46) entgegen. Absatz 1 dieser Erklärung lautet: „Es gibt keine sog. ‚Technische Physik‘, sondern nur eine Physik schlechthin. ‚Technische Physik‘ ist nichts anderes als die Anwendung der reinen Physik auf technische Aufgaben.“

Ich finde, daß diese beiden Sätze sich logisch widersprechen. Es gibt eine „Technische Physik“ genau so wie es eine „Astrophysik“ oder „Geophysik“ oder „physikalische Chemie“ gibt.

Vorlesungen über technische Physik werden an vielen Technischen Hochschulen und Universitäten gehalten, mehrsemestrige, zusammenhängende Vorlesungen, soweit wie möglich über das gesamte Gebiet der technischen Physik an den Technischen Hochschulen München und Darmstadt.

An der Technischen Hochschule München gibt es sogar eine Richtung des Physikstudiums mit besonderer Betonung der Ausbildung als Ingenieur (Technischer Physiker A), wie sie zuerst durch CARL von LINDE eingeführt wurde. Meines Wissens hat man hierbei gute Erfahrungen gemacht.

Aber noch ein anderer Punkt der erwähnten Erklärung findet nicht die allgemeine Zustimmung; sie wurde in einer Vorstandssitzung sämtlicher Physikalischer Gesellschaften ausdrücklich nicht erteilt: Die Abschaffung der Diplomprüfung und stattdessen die Wiedereinführung der obligatorischen Dissertation. Diese Maßnahme wurde ja gerade getroffen, um das Niveau der Doktorprüfung eben nicht absinken zu lassen, sondern womöglich zu heben.

Ich glaube, daß diese Dinge bei der Besprechung des RAMSAUERSchen Büchleins, besonders in der Zeitschrift für „Angewandte Physik“, gesagt werden mußten.

Im übrigen enthält das Büchlein des von mir sehr geehrten und geschätzten Herrn RAMSAUER ein tiefes Glaubensbekenntnis an die Physik. Man kann sich nur freuen, wenn man liest, wie er die grundsätzliche Bedeutung der Physik darlegt, und wie er in den Zeiten des Dritten Reiches auch tatkräftig für sie eingetreten ist.

Die RAMSAUERSche Molluske ist allgemein bekannt. Sie trifft weitgehend für das Gebiet der Elektrotechnik zu; bezüglich anderer Gebiete der Technik findet man jedoch die Ansicht vertreten, daß nicht jeder grundsätzliche Fortschritt primär aus der Physik her gekommen sei, wie ja in manche Gebiete der Technik die Physik erst in jüngster Zeit einzudringen beginnt.

Sehr interessant und lehrreich sind die persönlichen Erfahrungen Herrn RAMSAUERS, sowohl bezüglich seiner Zusammenarbeit mit LENARD als auch seine eigenen Kollegenerfahrungen.

Von LENARD hat er viel mitnehmen können, auch die Erkenntnis, was man besser machen sollte. Von ihm übernahm er die hohe sittliche Verpflichtung, die die große Experimentalvorlesung für ihn bedeutete. Die von LENARD geübte Art und Weise der Leitung eines Forschungsinstitutes teilte er jedoch nicht. Er spricht hier klar und deutlich einige Wahrheiten aus, die manchmal nicht gerne gesagt werden.

Es ist anerkennenswert, mit welcher Mühe und Hingabe er sich auch dem Problem des Physikunterrichtes an den Schulen widmet — keine leichte Aufgabe, für die er aber die volle Zustimmung aller Physiker und Techniker finden wird.

Alles in allem ist das Büchlein trotz seiner heterogenen Zusammensetzung und der häufigen Wiederholungen eine Fundgrube für viele tiefgründige Erfahrungen eines arbeitsreichen, der Physik gewidmeten Lebens. H. SCHARDIN.

Richter: Kurzes Lehrbuch der elektrischen Maschinen. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1949. 386 S. u. 406 Abb. DMark 25.50.

Das Buch ist ein Auszug aus den bekannten wertvollen Büchern RICHTERS über elektrische Maschinen einschließlich des Bandes über Ein- und Mehrphasen-Stromwendermaschinen und aus dem Buch über Ankerwicklungen. Die Einführung bringt die theoretischen, für alle Maschinen gemeinsamen Grundlagen der Theorie, der Berechnung und der Wicklungen und einen Überblick über die Wirkungsweise. Die folgenden Kapitel behandeln ausführlich die Theorie, die Berechnung und die experimentelle Untersuchung des Transformators, der Induktionsmaschine, der Synchronmaschine, der Gleichstrommaschine, des Einankerumformers, der Einphasen- und Dreiphasen-Stromwendermaschinen und der Regelsätze. Auch manche Sonderformen dieser Maschinenarten werden kurz besprochen. Die außerordentlich klare und knappe Darstellungsweise, die das Buch auszeichnet, ermöglicht es, diesen ausgedehnten Stoff auf dem verhältnismäßig geringen Umfang von etwa 360 Seiten zu behandeln. Da die obengenannten Bücher von RICHTER oft sehr stark in Einzelheiten eingehen, werden es die vielen Benützer und Freunde dieser Bücher sehr begrüßen, daß sie deren wichtigsten Inhalt in gedrängter Form im neuen Buch vereinigt finden und nur für eingehende Untersuchungen auf die früheren Bücher zurückgreifen müssen. Ob auch die Studenten der Hochschulen und andere Anfänger, für die das Buch laut Vorwort auch bestimmt ist, gleichen Nutzen aus ihm ziehen können, muß die Erfahrung zeigen. Dem

durchschnittlich begabten Anfänger würde vermutlich durch etwas ausführlichere Darstellung, die allerdings bei dem reichen Inhalt und dem begrenzten Umfang des Buches nicht möglich ist, das Verständnis erleichtert. Manche der angegebenen Zusammenhänge muß der Anfänger wohl als Tatsache hinnehmen, ohne durch eigenes Denken die Erklärung dafür finden zu können. Druck, Zeichnungen und Einband sind einwandfrei.

W. SEIZ.

Das Molekül und der Aufbau der Materie. Sammlung, D. Wissenschaft, Bd. 101. Vorträge von W. KOSSEL, F. HUND, E. JUSTI, O. KRATKY und A. THIESSEN. Herausgeg. von K. W. WAGNER. Braunschweig: F. Vieweg & Sohn 1949. 320 S. u. 154 Abb. Hln. DMark 18.80.

Nach dem Untertitel könnte man an eine lose Aneinanderfügung von Vorträgen denken, welche für den Fachmann wegen ihrer Lebendigkeit immer sehr reizvoll, für den Lernenden aber wegen des Mangels an Systematik weniger nutzbringend sind. Um so angenehmer ist man überrascht, hier eine recht vollständige Monographie zur chemischen Bindung zu finden, in welcher kaum eine Seite des Problems zu kurz gekommen ist. In den ersten 4 Vorträgen behandelt KOSSEL in gewählter schöner Darstellung die Bindungen, welche sich mindestens qualitativ durch elektrostatische Kräfte erklären lassen, insbesondere Komplexverbindungen und Kristalle. Neben der üblichen Darstellung der Kristallgitter durch Kugelmodelle benützt KOSSEL noch eine zweite, welche manche Züge klarer hervortreten läßt: er schematisiert zusammengehörige Gruppen, z. B. das SiO_4 -Radikal durch Tetraeder aus Papier und studiert die verschiedenen Packungen solcher Tetraeder. So kommt der Unterschied zwischen SiO_2 -Kristall und -Glas klar heraus. Zum Schluß vertritt KOSSEL in scharfer Weise den Standpunkt, daß auch die nichtpolaren Kräfte in der klassischen Mechanik vorhanden sind (BIERKNESsche Kugeln!) und illustriert sie an einem besonders einfachen Pendelmodell, er gibt aber zu, daß \hbar ein unentbehrliches Element ihrer quantitativen Berechnung ist. Die quantenmechanische Seite kommt zu ihrem vollen Recht in den nächsten 4 Vorträgen von HUND, der in gewohnt klarer und — soweit dies Wort in der Quantentheorie Berechtigung hat — anschaulicher Weise die nichtpolare Bindung in Molekül und Kristall behandelt. Für den technischen Physiker besonders wichtig sind die beiden Vorträge von JUSTI, in denen er sich mit den thermischen und kalorischen Daten der Gase befaßt. Er zeigt, daß die für den Ingenieur so wichtigen Größen c_v , c_p , S , U , H heute genauer als durch direkte Messungen aus den spektroskopischen Daten berechnet werden. Dabei wird eine Tatsache erwähnt, die nicht sehr bekannt ist, daß nämlich oberhalb der kritischen Temperatur durch Druck zwar keine Verflüssigung, wohl aber eine Verfestigung möglich und auch tatsächlich beobachtet ist. Der Vortrag von KRATKY über die Besonderheiten von Makromolekülen, bei denen die „Verkäuclung“ vielleicht die wichtigste Erscheinung ist, besitzt besondere Aktualität. Er leitet über zu noch größeren „Molekülen“, den Kolloiden, die von THIESSEN im letzten Vortrag eingehend behandelt sind. Das Buch stellt eine wichtige Bereicherung unserer Literatur über chemische Physik dar und wird auch von dem mit diesem Gebiet Vertrauten nicht ohne Gewinn gelesen werden.

GEORG JOOS.

Angerer, E. v.: Technische Kunstgriffe bei physikalischen Untersuchungen (Sammlung Vieweg, H. 71). 7. Aufl. Braunschweig: Friedrich Vieweg & Sohn 1949. 204 S. u. 50 Abb.

Die 7. Auflage des Büchleins ist ein photomechanischer Neudruck der 1944 erschienenen 6. Auflage unter Weglassung des Firmenverzeichnisses. Trotzdem kann man nur begrüßen, daß es überhaupt wieder erhältlich ist, bietet es doch nach wie vor gerade dem angehenden Experimentator mit seiner Fülle von erprobten Verfahren eine große Hilfe, sich unter den vielen experimentellen Möglichkeiten zurechtzufinden. Den Fortfall des Firmenverzeichnisses finden wir bedauerlich. Im Zuge des wirtschaftlichen Aufbaues haben bereits heute sehr viele Firmen ihre Produktion wieder aufgenommen. Außerdem erleichtert selbst ein stark überholtes Firmenverzeichnis erfahrungsgemäß das Auffinden von Bezugsquellen. Nachdem jetzt die physikalische Literatur wieder weitgehend zugänglich ist, sehen wir mit Erwartung einer Neubearbeitung des Buches entgegen, in der dann auch die reichen Erfahrungen der ausländischen Experimentatoren aufgenommen sind.

W. BUCKEL.